

Кинетика роста поверхностных аморфных слоев при облучении кремния легкими ионами низких энергий

© А.И. Титов[¶], А.Ю. Азаров, В.С. Беляков

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 15 июля 2002 г. Принята к печати 22 июля 2002 г.)

С помощью метода, основанного на измерении анизотропии неупругого рассеяния электронов, исследовалось накопление структурного разупорядочения в монокристаллах Si, облучаемых ионами Ne⁺ с энергией 10 кэВ. Показано, что накопление разупорядочения происходит как нарастание аморфного слоя от границы между естественным окислом и кристаллическим Si. Установлено, что скорость роста аморфного слоя не зависит от плотности тока ионов и что существует пороговая доза накопления. Результаты объясняются с помощью модели, основанной на диффузии генерируемых подвижных точечных дефектов к поверхности с последующей их сегрегацией и на предположении о наличии в исходных монокристаллах насыщаемых стоков. Проведенные по этой модели численные расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными результатами, полученными как в данной работе, так и другими авторами.

1. Введение

При производстве интегральных схем возникает интерес к таким устройствам, в которых толщина легированного слоя не превышает двух-трех десятков нанометров. Подобные устройства могут быть получены, в частности, методом ионной имплантации при энергии ионов до 10 кэВ. Как известно, бомбардировка ионами даже таких небольших энергий приводит к накоплению структурных нарушений в облученной области и в результате к увеличению глубины залегания $p-n$ -перехода из-за радиационно-стимулированной диффузии примеси, происходящей как во время облучения, так и при постимплантационном отжиге [1,2]. Кроме того оставшиеся после отжига устойчивые нарушения структуры могут повлиять на электрические свойства имплантированных слоев. В связи с этим становится важной информация об особенностях дефектообразования в полупроводниках, облучаемых ионами малых энергий. Сведения о структурных изменениях при бомбардировке ионами с энергиями до 10 кэВ весьма ограничены, однако в настоящее время имеются экспериментальные данные (см., например, [3–10]) о том, что накопление дефектности при облучении полупроводников медленными легкими ионами протекает как постепенное расширение аморфного слоя (АС), начинающееся от границы между естественным слоем окисла и собственно полупроводником.

Для получения информации о процессах, происходящих при таком низкоэнергетическом облучении, необходимы методы исследования структуры, которые позволяли бы анализировать слои толщиной от 0.2 до 20 нм. Одним из наиболее широко употребляемых методов структурных исследований традиционно является резерфордское обратное рассеяние ионов (RBS) в сочетании с каналированием, но его разрешение (~ 10 нм) недостаточно. Использование техники

высокого разрешения (HRBS) позволяет в отдельных случаях [9] довести разрешение по глубине до 1 нм. Такое же разрешение может быть получено с помощью спектроскопии рассеяния ионов средних (100–500 кэВ) энергий (MEIS) при каналировании падающего пучка и регистрации частиц, рассеянных в направлении блокировки [10]. Отметим также возможность использования для измерений толщин тонких АС таких методов, как спектроскопическая эллипсометрия [7] и поперечная электронная просвечивающая микроскопия (ХТЕМ) [8]. Дополнительные трудности при измерении столь малых толщин АС методами обратного рассеяния ионов возникают в связи с наличием на поверхности естественного слоя окисла, толщину которого надо дополнительно оценивать.

Для количественных исследований качества структуры в тонких приповерхностных слоях облученных полупроводниковых монокристаллов в нашей лаборатории был разработан (см. [3,11–13]) и широко использован для измерений толщин тонких приповерхностных АС метод, основанный на измерениях величины анизотропии неупругого отражения электронов с энергиями в диапазоне 1–100 кэВ [3–6,11,14–16]. Возникновение анизотропии в неупругом отражении электронов от монокристаллов, проявляющейся в немонотонной зависимости коэффициента отражения от угла падения на поверхность [17,18], а также в появлении картин каналирования, наблюдаемых в растровой электронной микроскопии [19], является следствием дифракционного каналирования, сущность которого может быть объяснена с позиций динамической теории дифракции электронов [20,21]. Возможность использования этого явления для характеристики состояния структуры приповерхностных слоев монокристаллических объектов была показана ранее [22,23]. Основные принципы его использования для измерений толщин АС на монокристаллической подложке будут кратко описаны в следующем разделе статьи.

[¶] E-mail: titov@phff.stu.neva.ru

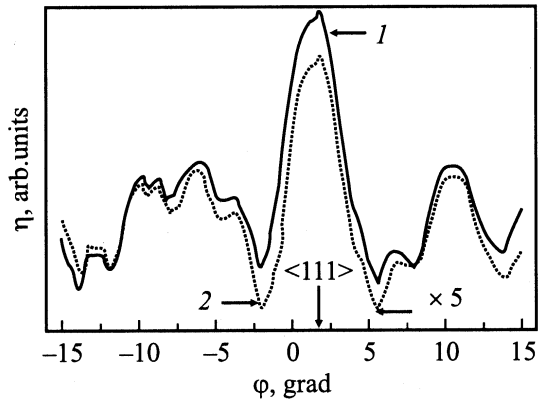


Рис. 1. Угловые зависимости коэффициента неупругого отражения электронов с энергией 5 кэВ для исходного образца Ge (кривая 1) и образца с поверхностным аморфным слоем (кривая 2; масштаб увеличен в 5 раз).

2. Методика эксперимента

Как отмечалось во введении, коэффициент неупругого отражения электронов η немонотонно зависит от угла падения φ на поверхность монокристалла. На рис. 1 в произвольных единицах приведены „выпрямленные“ (умноженные на $\cos \varphi$) угловые зависимости $\eta(\varphi)$, полученные для исходной необлученной поверхности образца (111)Ge (кривая 1) и после облучения ионами, приведшего к возникновению сплошного приповерхностного аморфного слоя (кривая 2). Энергия зондирующих электронов составляла 5 кэВ. Масштаб для кривой 2 увеличен в 5 раз по сравнению с кривой 1 и кривые сдвинуты друг относительно друга для удобства сопоставления. Из рисунка видно, что наличие на поверхности аморфного слоя уменьшает модуляцию всей угловой зависимости в целом, практически сохраняя вид спектра. Естественно связать уменьшение модуляции с тем, что перед вхождением электронов в кристалл они проходят через рассеивающий аморфный слой и выбывают из условий когерентности. Из этого следует, что величина пиков может служить мерой толщины АС, находящегося на поверхности монокристаллического образца.

Введем относительный контраст Δ , определяемый как отношение величины пика, измеренного при падении пучка в низкоиндексном направлении на образец с АС, к величине пика, полученной для исходного образца без аморфизованного слоя. Очевидно, что величина Δ должна быть пропорциональна $\exp(-h/L)$, где h — толщина АС, $L = (\sigma n_a)^{-1}$ — средняя длина свободного пробега первичных электронов между актами рассеяния на атомах аморфного слоя, σ — сечение рассеяния электронов и n_a — концентрация атомов. В работе [24] было показано, что вклад в регистрируемый сигнал дают не только отраженные электроны, но и быстрые вторичные электроны, возбужденные в поверхностном слое толщиной l , из которого они способны выйти наружу.

С учетом этого зависимость $\Delta(h)$ выражается в виде

$$\Delta = [A + B \exp(-h/l)] \exp(-h/L), \quad (1)$$

где A и B — константы ($A + B = 1$). Было показано, что и для Si [24], и для Ge [3] их значения составляют: $A = 0.8$ и $B = 0.2$. Очевидно, что σ (и, следовательно, L) зависит от энергии первичных электронов E_e ¹. Таким образом, измеряя угловые зависимости $\eta(\varphi)$ при различных значениях E_e , по наклону получающихся при этом прямолинейных зависимостей $\ln \Delta = f(L^{-1})$ можно определять толщину АС.

Заметим, что в случае не полностью аморфных, а лишь частично разупорядоченных приповерхностных слоев формула (1) несправедлива и экспериментальные зависимости $\ln \Delta = f(L^{-1})$ перестают быть прямолинейными. Поэтому характер этих зависимостей является надежным свидетельством того, с каким именно случаем (аморфного или лишь частично нарушенного слоя) мы сталкиваемся в опыте. Добавочным свидетельством может служить непропорциональность в уменьшении особенностей, соответствующих дифракции на низко- и высокоиндексных плоскостях, которая возникает в случае слоев со слабо нарушенной структурой [26–28].

Заканчивая рассмотрение принципов используемой методики, отметим, что в работах [16,29] при измерениях толщин АС методом RBS и рассматриваемым методом на одних и тех же образцах было получено очень хорошее совпадение результатов. Отметим еще одно обстоятельство. Если толщина естественного окисла не изменяется при проведении ионного облучения, то его наличие автоматически исключается при проведении измерений контраста.

В настоящих экспериментах *in situ* исследовались особенности накопления структурных дефектов в кремнии, облучаемом при комнатной температуре ионами Ne⁺ с энергией 10 кэВ при плотности ионного тока 0.1 или 1 мкА/см². Использовались эпитаксиальные пленки легированного бором кремния ($\rho = 15$ Ом · см), находящиеся на поверхности (100) Si. Для подавления эффекта каналирования облучение ионами производилось под углом 8° к нормали к поверхности. Энергия электронов при анализе составляла 3–12 кэВ.

3. Экспериментальные результаты

На рис. 2 представлены зависимости $\ln \Delta = f(L^{-1})$, полученные для различных доз облучения Si ионами Ne⁺ при плотности ионного тока 0.1 мкА/см². Прямолинейный характер этих зависимостей (надежно установленный по крайней мере для доз $\Phi \geq 10^{14}$ см⁻²) и увеличивающийся с ростом дозы наклон свидетельствуют о том, что, в подтверждение выводов работ [3–10], накопление структурных дефектов и в данном случае протекает как постепенное расширение аморфного слоя,

¹ Как следует из [3], хорошее согласие с экспериментом получается при использовании значений σ , взятых из работы [25].

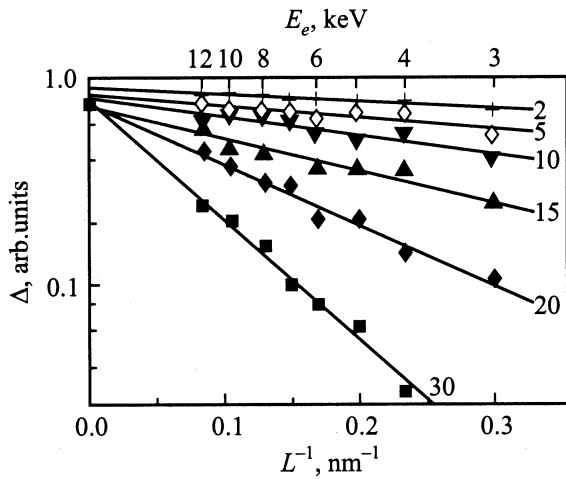


Рис. 2. Зависимости относительного контраста анизотропии неупругого отражения электронов Δ от обратной длины свободного пробега электронов между актами рассеяния на атомах аморфного слоя для образца (100)Si, облучаемого при комнатной температуре ионами Ne^+ с энергией 10 кэВ. Плотность тока ионов 0.1 мкА/см^2 . Цифры у кривых соответствуют дозе облучения, умноженной на 10^{-13} см^2 .

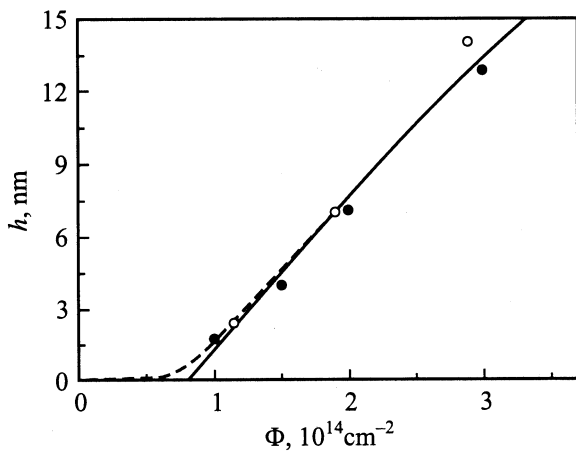


Рис. 3. Зависимости толщины аморфного слоя на поверхности образца (100)Si от дозы облучения при комнатной температуре ионами Ne^+ с энергией 10 кэВ. Светлые кружки — экспериментальные результаты при плотности 1 мкА/см^2 ; темные кружки — при плотности 0.1 мкА/см^2 . Сплошная линия — расчет по простой модели; пунктирная линия — расчет по модели с насыщаемыми стоками.

начинающееся от самой поверхности. На рис. 3 показана рассчитанная по результатам рис. 2 зависимость толщины АС от дозы облучения Φ . Здесь же приведены данные по нарастанию аморфного слоя, полученные для плотности ионного тока на порядок более высокой. Легко заметить, что, во-первых, нарастание аморфного слоя не зависит в выбранных пределах изменения величины от плотности тока ионов, а, во-вторых, существует пороговая доза для начала эффективного роста АС. Отметим, что существование пороговой дозы для образования

и дальнейшего эффективного роста аморфного слоя можно наблюдать и в ряде работ других авторов [7,9].

Совершенно аналогичным образом нами исследовалось накопление дефектов в монокристаллах Ge и GaAs, облучаемых ионами неона таких же небольших энергий (2–10 кэВ). Подобно результатам с образцами кремния, в этих экспериментах было тоже установлено, что накопление разупорядочения происходит путем постепенного расширения аморфного слоя, начинающегося от самой поверхности. Кроме того, было показано, что при больших дозах происходит замедление роста толщины АС. Такое замедление наблюдается тогда, когда внутренняя граница нарастающего аморфного слоя заходит за глубину, соответствующую максимуму профиля генерации дефектов R_{pd} . Как видно из рис. 3, нарастание АС в опытах с кремнием было прослежено только до толщин, не превышающих 13 нм. В то же время значение R_{pd} составляет для случая облучения кремния ионами с энергией 10 кэВ несколько большую величину (14 нм согласно расчетам по TRIM 95 [30]). Следствием этого является тот факт, что участок замедления роста АС с последующим выходом на насыщение на представленных зависимостях не наблюдается.

4. Обсуждение результатов и модельные представления

Образование аморфных слоев на межфазной границе между естественным слоем SiO_2 и кристаллическим Si при имплантации ионов с относительно высокими энергиями известно с 70-х годов [31–33] и изучается по настоящее время [7,34–36]. Обычно предполагаются (см., например, [33,37]), что формирование таких поверхностных АС происходит в результате миграции мобильных точечных дефектов к поверхности и последующих процессов сегрегации. В этих случаях, т.е. для ионов, проникающих на значительную глубину, только часть всех точечных дефектов генерируется вблизи поверхности и может быть захвачена межфазной границей SiO_2 –Si. Основная же масса генерируемых дефектов формирует область стабильного разупорядочения в районе максимума упругих потерь тормозящегося иона или же аннигилирует.

В случае имплантации легких ионов низких энергий практически все точечные дефекты генерируются вблизи поверхности. Это значит, что большинство из них может быть захвачено межфазной границей, тем самым формируя аморфный слой, или же рекомбинировать [3]. Формирование такого АС происходит как планарный рост аморфной фазы на границе SiO_2 –Si. Необходимо отметить, что в случае низкоэнергетического облучения легкими ионами при повышенных температурах конкуренция между планарным ростом и ионно-стимулированной эпитаксиальной рекристаллизацией аморфных слоев играет определяющую роль в формировании поверхностного АС, как было показано для случая облучения Ge ионами Ag^+ с энергией 5 кэВ [6]. В результате под

действием облучения формируются квазистационарные аморфные слои. Их толщина определяется типом и энергией ионов, плотностью тока, а также температурой мишени.

Высказанные предположения о механизме формирования АС под воздействием облучения легкими ионами низких энергий при комнатной температуре позволяют провести количественные оценки зависимости его толщины от дозы облучения. Для этого предполагалось, что рост АС на границе SiO₂–Si является результатом диффузии какого-либо типа (вакансий или межузельных атомов) мобильных точечных дефектов к поверхности. Далее предполагалось, что выполняется условие квазистационарности по точечным дефектам, т.е. считалось, что концентрация точечных дефектов n изменяется достаточно медленно, так что в каждый момент времени t можно полагать $dn/dt = 0$. Очевидно, это предположение справедливо для всего времени облучения, за исключением очень короткого начального периода. Функция генерации мобильных точечных дефектов $g(x)$, где x — глубина, была рассчитана с помощью стандартной программы TRIM 95 [30] и аппроксимирована гауссианой. Эффективная пороговая энергия смещения атомов была выбрана равной $E_d = 13$ эВ [38]. Учитывая рекомбинацию мобильных дефектов на насыщаемых стоках со средним временем жизни τ , можно записать уравнение

$$D(d^2n/dx^2) - n/\tau + gF = 0, \quad (2)$$

где D — коэффициент диффузии мобильных точечных дефектов, а F — ионный поток. Если предположить, что все дефекты, пришедшие на межфазную границу, на ней захватываются, то граничные условия в такой постановке задачи становятся очевидны: $n = 0$ при $x \rightarrow \infty$ и $x = h$, где $h = h(t)$ — координата внутренней границы аморфного слоя.

Наконец, считалось, что для перехода в аморфную фазу кристалла единичного объема требуется накопление в нем относительной концентрации дефектов n_c , где n_c — критическая концентрация дефектов, при достижении которой структура спонтанно переходит из кристаллического состояния в аморфное [39–41]. Исходя из теоретических и экспериментальных оценок [3,35,39–41], относительная критическая концентрация дефектов в Si, необходимая для спонтанного перехода из кристаллического в аморфное состояние, должна лежать в пределах от 0.1 до 0.4. В настоящей работе значение n_c было выбрано равным $n_c = 0.2$. В этом случае скорость роста аморфного слоя $dh/d\Phi$ может быть записана как в работе [42]:

$$dh/d\Phi = (n_0 n_c F)^{-1} D (dn/dx)|_{x=h}, \quad (3)$$

где n_0 — концентрация атомов в мишени ($n_0 = 5 \cdot 10^{22}$ см⁻³ для Si), а $\Phi = Ft$ — доза облучения.

Система уравнений (2) и (3) легко приводится к виду

$$d^2y/dx^2 - y/L_d^2 + g = 0, \quad (4)$$

$$dh/d\Phi = (n_0 n_c)^{-1} (dy/dx)|_{x=h}, \quad (5)$$

где $y = Dn/F$, а $L_d = (D\tau)^{1/2}$ — диффузионная длина рассматриваемых точечных дефектов.

Дискретно задавая координату границы аморфного слоя и решая уравнения (4) и (5), можно получить зависимость $dh/d\Phi$ от h и, следовательно, зависимость $h(\Phi)$. Эта процедура решалась численно. Подгоночным параметром в этой системе является диффузионная длина L_d .

Как было сказано ранее, из экспериментальных результатов [7,9], а также данных, представленных на рис. 3, следует, что существует пороговая доза, необходимая для образования и последующего планарного нарастания аморфного слоя. Эта пороговая доза Φ_{th} берется из экспериментальных результатов и включается в модель как дополнительный параметр. В этом случае к дозе, которая использовалась при расчете $h(\Phi)$, надо добавить пороговую дозу Φ_{th} . Результаты модельных расчетов представлены на рис. 3 сплошной линией. Значение диффузионной длины в данном случае оказалось равным $L_d = 20$ нм.

Аналогичные расчеты были проведены для описания результатов, полученных другими авторами [7,9]. На

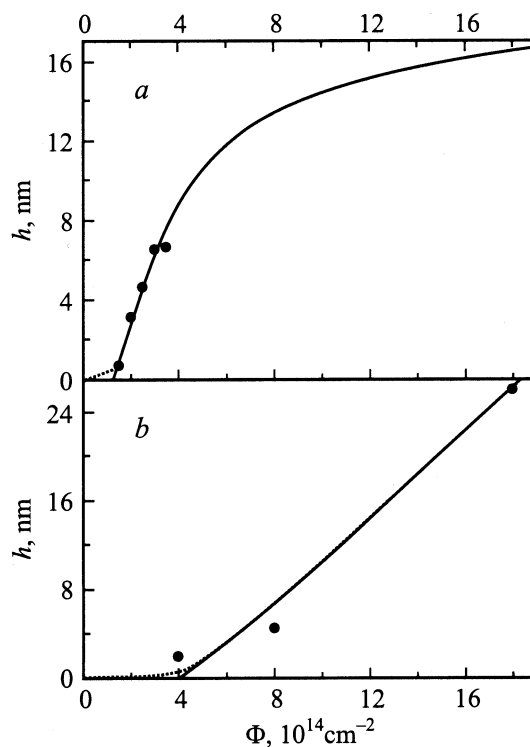


Рис. 4. Зависимости толщины аморфного слоя от дозы облучения: *a* — для ионов Si⁺ с энергией 5 кэВ [9]; *b* — для ионов V⁺ с энергией 10 кэВ [7]. Точки — экспериментальные результаты [9] и [7] соответственно. Сплошные линии — расчет по простой модели; пунктирные линии — расчет по модели с насыщаемыми стоками.

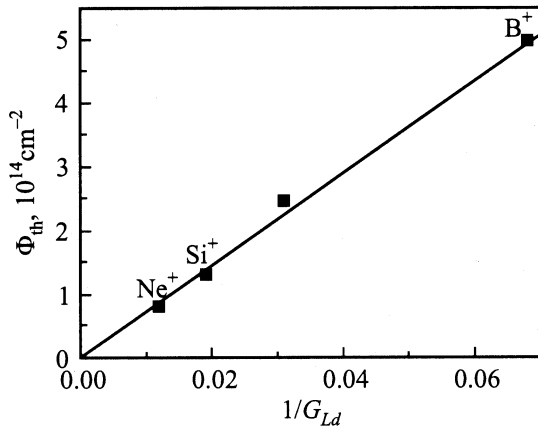


Рис. 5. Зависимость пороговой дозы накопления от обратного числа точечных дефектов, генерируемых различными ионами на диффузионной длине. Данные работ: Ne^+ — данная работа, Si^+ — [9], B^+ — [7].

рис. 4, *a* сплошной линией показаны результаты моделирования для случая имплантации ионов Si^+ с энергией 5 кэВ в Si [9], а на рис. 4, *b* — ионов B^+ с энергией 10 кэВ в Si [7]. Подгоночный параметр L_d для этих двух случаев составил 10 и 9.5 нм соответственно. Видно, как и для случая облучения Si ионами Ne^+ , хорошее согласие с экспериментальными данными.

Полученные значения $L_d = 10\text{--}20$ нм представляются вполне разумными. Действительно, хорошо известно, что для случая облучения легкими ионами с энергией ~ 50 кэВ и малой дозе при комнатной температуре ширина распределения стабильных дефектов, предсказанная программой TRIM и полученная экспериментально, отличаются друг от друга как раз на величину, близкую к полученному значению L_d (см., например, [35]). Различие в диффузионных длинах, использовавшихся при моделировании результатов разных исследовательских групп, не должно вызывать удивления, ввиду того что кремниевые образцы в этих случаях имеют различную природу и, следовательно, спектры насыщаемых стоков у них могут отличаться. Таким образом, вполне может иметь место различие в величине τ для образцов, облучавшихся в данной работе и в [7,9].

Рассмотрим природу возникновения пороговой дозы Φ_{th} . Как следует из экспериментальных данных [3,35], при имплантации низких доз N^+ ($< 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) с энергией 40 кэВ в Si при комнатной температуре наблюдался режим эффективного накопления дефектов в объеме, причем разупорядочение в этом режиме не зависело от плотности ионного тока. Этот режим связывался [3,35] с накоплением дефектов на насыщаемых стоках, которые существуют в кремнии до облучения и имеют большое сечение захвата точечных дефектов. В этом случае диффузия мобильных точечных дефектов на достаточно длинные дистанции будет возможна только после насыщения этих стоков. Таким образом, дозу, при которой достигается насыщение таких стоков, можно рассматривать как пороговую дозу Φ_{th} .

Хорошо известно [43], что в исходных образцах кремния присутствуют ростовые дефекты, концентрация наиболее крупных из них может достигать значения $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, а более мелких неизвестна и может быть существенно больше. Можно предположить, что эти дефекты и являются такими насыщаемыми стоками. Предположим, что их концентрация составляет N_s и каждый из таких дефектов может последовательно захватывать в среднем p мобильных точечных дефектов. Если это действительно так, то очевидно, что для пороговой дозы должно выполняться следующее соотношение: $\Phi_{th} G_{Ld} = C p N_s L_d$, где G_{Ld} — полное среднее число мобильных дефектов, создаваемых ионом на расстоянии диффузионной длины от поверхности (равное интегралу от генерационной функции, взятому в пределах от 0 до L_d), а C — константа ($C \geq 1$). Таким образом, пороговая доза должна быть обратно пропорциональна величине G_{Ld} . На рис. 5 представлена зависимость экспериментальных значений пороговой дозы, измеренных в данной работе и в [7,9], от обратной величины G_{Ld} , которая определялась с помощью программы TRIM 95. В качестве верхнего предела интегрирования использовались значения L_d , полученные для всех случаев в данной работе.

Из рис. 5 видно, что зависимость $\Phi_{th}(1/G_{Ld})$ линейна и достаточно хорошо укладывается на прямую, выходящую из начала координат. Этот факт вызывает определенное удивление, поскольку, как следует из вышесказанного, величина Φ_{th} должна быть пропорциональна также произведению $p N_s L_d$, сомножители которого отличаются для рассматриваемых экспериментов. Для L_d это, в частности, следует из вышеприведенных расчетов. Возможно, однако, что постоянство произведения $p N_s L_d$ для всех случаев, представленных на рис. 5, связано с достаточно понятным обстоятельством. Величина L_d обратно пропорциональна концентрации ненасыщаемых стоков, а $p N_s$, естественно, прямо пропорционально концентрации насыщаемых. И те и другие образуются в процессе роста кристалла, поэтому если эти концентрации пропорциональны друг другу, то обсуждаемое произведение, действительно, должно быть постоянным.

Можно попытаться осуществить моделирование с учетом процесса захвата мобильных дефектов на насыщаемые стоки. Пусть концентрация комплексов (насыщаемый дефект) + (i точечных дефектов) составляет N_i (i изменяется от 0 до p), а захват точечного дефекта на любой не полностью насыщенный сток происходит с одинаковой кинетической константой α . Тогда с учетом всего сказанного мы переходим от уравнения (2) к системе дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} dn/dt &= D(d^2n/dx^2) - n/\tau - nN_s(1 - N_p/N_s) + gF, \\ dN_0/dt &= -\alpha n N_s, \\ dN_i/dt &= \alpha n(N_{i-1} - N_i), \quad i = 1, \dots, p-1, \\ dN_p/dt &= \alpha n N_{p-1} \end{aligned} \quad (6)$$

с граничными условиями, аналогичными предыдущему случаю, и начальными условиями при $t = 0$: $n = 0$, $N_0 = N_s$, $N_i = 0$ для $i = 1, \dots, p$.

Результаты численных расчетов системы уравнений (6) и уравнения (3) показали, что величина пороговой дозы оказывается пропорциональной произведению N_s на p , т.е. это произведение можно рассматривать как единый параметр. Оказалось, что получаемые в модели значения Φ_{th} хорошо соответствуют экспериментальным, если при решении системы (6), (3) использовать следующее выражение для значений: $pN_s = 0.7\Phi_{th}g_m$, где g_m — число мобильных дефектов, создаваемых (в среднем) ионом в максимуме функции генерации $g(x)$. Таким образом, использовались следующие значения pN_s для обсуждаемых случаев имплантации ионов Ne^+ , Si^+ и B^+ , соответственно выраженные в единицах 10^{21} см^{-3} : 2.9, 5.9 и 6.5. Заметим, что при этом, действительно, произведение $pN_s L_d$ не изменялось с точностью до $\sim 5\%$. Диффузионная длина бралась такой же, как и в предыдущих расчетах ($L_d = 20, 10$ и 9.5 нм для случаев облучения ионами Ne^+ , Si^+ и B^+). Значения других параметров считались равными: $D = 1.7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$ [42] (в предположении, что ответственными за этот процесс точечными дефектами являются вакансии) и $\alpha = 5 \cdot 10^{-17} \text{ см}^3/\text{с}$. Как видно из рис. 3 и 4, где результаты численного моделирования с данными параметрами представлены пунктирными линиями, теоретические кривые удовлетворительно описывают ход экспериментальных зависимостей.

Таким образом, модель, основанная на диффузии к поверхности мобильных точечных дефектов и формировании там аморфного слоя, с учетом рекомбинации этих дефектов на насыщаемых стоках адекватно описывает экспериментальные результаты по накоплению дефектов в кремнии, облучаемом легкими ионами низких энергий при комнатной температуре.

5. Заключение

Изучалось накопление дефектов при облучении Si ионами Ne^+ с энергией 10 кэВ при комнатной температуре методом анизотропии неупругого отражения электронов. Результаты показывают, что накопление разрушений может рассматриваться как рост аморфного слоя на межфазной границе SiO_2-Si в соответствии с ранее опубликованными экспериментальными данными по низкоэнергетическому облучению полупроводников. Показано, что для образования и последующего эффективного планарного роста аморфного слоя необходимо накопление определенной пороговой дозы, а также, что плотность тока первичных ионов не влияет на скорость его роста. Предложена модель роста аморфных слоев, базирующаяся на предположении о диффузии мобильных точечных дефектов к поверхности с их последующей сегрегацией. Предполагается, что задержка роста аморфного слоя (существование пороговой дозы) возникает в результате накопления дефектов на насыщаемых стоках, которые существуют в кремнии до облучения. Расчеты, базирующиеся на данной модели, показали хорошее согласие с экспериментальными данными, полученными в данной работе и в работах других авторов.

Список литературы

- [1] E. Chason, S.T. Picraux, J.M. Poate, J.O. Borland, M.I. Current, T. Diaz de la Rubia, D.J. Eaglesham, O.W. Holland, M.E. Law, C.W. Magee, J.W. Mayer, J. Melngailis, A.F. Tash. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6513 (1997).
- [2] N.E.V. Cowern, G.F.A. van der Walle, P.C. Zalm, D.W.E. Vandenhout. *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 23 (1994).
- [3] А.И. Титов. Автореф. докт. дис. (Л., ЛПИ им. М.И. Калинина, 1989).
- [4] В.С. Беляков, С.В. Брыксин, А.И. Титов. *Высокочистые вещества*, **3**, 38 (1993).
- [5] И.А. Аброян, В.С. Беляков, А.И. Титов. *Изв. РАН. Сер. физ.*, **58** (10), 59 (1994).
- [6] V.S. Belyakov, A.I. Titov. *Rad. Eff.*, **138**, 231 (1996).
- [7] T. Lohner, E. Kotai, N.Q. Khanh, Z. Toth, M. Fried, K. Vedam, N.V. Nguyen. L.J. Hanekamp, A. van Silfhout. *Nucl. Instrum. Meth.*, **B85**, 335 (1994).
- [8] A. Agarwal, T. Haynes, D.J. Eaglesham, H.-J. Gossman, D.C. Jacobson, J.M. Poate, Y.E. Erokhin. *Appl. Phys. Lett.*, **70**, 3332 (1997).
- [9] K. Kimura, A. Agarwal, H. Toyofuku, K. Nakajima, H.-J. Gossman. *Nucl. Instrum. Meth.*, **B148**, 284 (1999).
- [10] J.A. van den Berg, S. Zhang, S. Whelan, D.G. Armour, R.D. Goldberg, P. Bailey, T.C.Q. Noakes. *Nucl. Instrum. Meth.*, **B183**, 154 (2001).
- [11] А.И. Титов. *Тр. I конф. „Физические основы ионной имплантации“* (Горький, 1972) с. 143.
- [12] И.А. Аброян, В.С. Беляков, А.И. Титов. *Микроэлектроника*, **5** (3), 231 (1976).
- [13] И.А. Аброян, В.С. Беляков, А.И. Титов. *Изв. АН. Сер. физ.*, **40**, 1678 (1976).
- [14] И.А. Аброян, О.Б. Бабанина, С.Л. Заславский, А.И. Титов. *ФТТ*, **15**, 2215 (1973).
- [15] И.А. Аброян, О.А. Подсвилов, А.И. Сидоров, А.И. Титов. *Письма ЖТФ*, **5**, 1287 (1979).
- [16] О.А. Подсвилов, А.И. Титов, В.В. Макаров. *Поверхность*, **11**, 87 (1982).
- [17] A.B. Laponsky, N.R. Whetten. *Phys. Rev. Lett.*, **3**, 510 (1959).
- [18] A.J. Dekker, R.W. Soshea. *Phys. Rev.*, **121**, 1362 (1961).
- [19] *Практическая растровая электронная микроскопия*, под ред. Дж. Гоулдстейна и Х. Яковича (М., Мир, 1978).
- [20] Р. Хейденрайх. *Основы просвечивающей электронной микроскопии* (М., Мир, 1966).
- [21] П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, Д. Уэллан. *Электронная микроскопия тонких кристаллов* (М., Мир, 1968).
- [22] И.А. Аброян, А.И. Титов. *ФТТ*, **10**, 3432 (1968).
- [23] S.M. Davidson, G.R. Booker. *Proc. 1st Int. Conf. on Ion Implantation* (Gordon & Breach, N.Y., 1971) p. 51.
- [24] О.А. Подсвилов, Ю.А. Кузнецов. *ФТТ*, **22**, 1676 (1980).
- [25] M.E. Riley, C.J. MacCallum, F. Biggs. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **15**, 443 (1975).
- [26] В.В. Макаров. Автореф. докт. дис. (Л., ЛПТУ, 1990).
- [27] И.А. Аброян, О.А. Подсвилов, А.И. Титов. *Письма ЖТФ*, **6**, (1), 14 (1980).
- [28] А.И. Аброян, А.В. Котов, О.А. Подсвилов, А.И. Титов. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, **10**, 51 (1986).
- [29] V.S. Belyakov, V.V. Emtsev, J.S. Colligon, P.D. Cardwell, A.I. Titov. *Surf. Investigations*, **14**, 627 (1998).
- [30] J.P. Biersack, L.G. Haggmark. *Nucl. Instrum. Meth.*, **174**, 257 (1980).

- [31] А.И. Герасимов, Е.И. Зорин, П.В. Павлов, Д.И. Тетельбаум. ФТП, **12**, 554 (1972).
- [32] В.Н. Гашгольд, Н.Н. Герасименко, А.В. Двуреченский, Л.С. Смирнов. ФТП, **9**, 554 (1975).
- [33] И.А. Аброян, А.И. Титов, А.В. Хлебалкин. ФТП, **11**, 712 (1977).
- [34] R.D. Goldberg, J.S. Williams, R.G. Elliman. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., **316**, 259 (1994).
- [35] A.I. Titov, G. Carter. Nucl. Instrum. Meth., **B119**, 491 (1996).
- [36] T. Lohner, M. Fried, N.Q. Khanh, P. Petrik, H. Wormeester, M.A. El-Sherbiny. Nucl. Instrum. Meth., **B147**, 90 (1999).
- [37] W. Fukarek et al. Nucl. Instrum. Meth., **B 127/128**, 879 (1997).
- [38] J.J. Loferski, P. Rappaport. Phys. Rev., **111**, 432 (1958).
- [39] M.L. Swanson, J.R. Parsons, C.W. Hoelke. Rad. Eff., **9**, 249 (1971).
- [40] E.L. Vook. *Radiation Damage and Defects in Semiconductors* (Inst. of Physics, L., 1972).
- [41] L.A. Chistel, J.F. Gibbons, T.W. Sigmon. J. Appl. Phys., **52**, 7143 (1981).
- [42] A.I. Titov, S.O. Kucheyev. Nucl. Instrum. Meth., **B168**, 365 (2000).
- [43] К. Рейви. *Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии* (М., Мир, 1984).

Редактор Т.А. Полянская

Kinetics of surface amorphous layer growth under the low energy light ion irradiation of silicon

A.I. Titov, A.Yu. Azarov, V.S. Belyakov

St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Damage buildup in Si bombarded at room temperature with 10 keV Ne⁺ ions have been studied by a method based on the measurements of the contrast of inelastic backscattered electron anisotropy. Results show that the buildup of disorder can be considered as a growth of an amorphous layer at the native SiO₂-Si interface. No ion flux dependence on the amorphous layer growth rate was observed. The results have been explained in terms of mobile point defect diffusion to the surface and a subsequent interface segregation process. It is assumed that retardation of amorphous layer growth obtained in the experiment arises due to defect accumulation on saturation sinks which exist in silicon before ion irradiation. Calculations based on this model show good agreement with experimental data.