

13,05

Кинетика окисления приповерхностных слоев обогащенного кремния ^{29}Si в магнитном поле

© О.В. Коплак^{1,2}, А.И. Дмитриев¹, Р.Б. Моргунов¹

¹ Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

² Киевский национальный университет Украины, Киев, Украина

E-mail: morgunov2005@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 23 декабря 2013 г.)

Обнаружено, что в магнитном поле $\sim 0.1\text{ Т}$ различается кинетика окисления поверхности кремния. Скорость образования кислородсодержащих комплексов SiO_x , содержащих ядра ^{29}Si со спином $1/2$ (72.76%), на начальном этапе окисления вдвое превышает скорость реакции с участием комплексов, содержащих ядра ^{28}Si и ^{30}Si с нулевыми спинами.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-07-12027 и 14-03-31004.

1. Введение

Спин-зависимые процессы в кремнии широко известны, а влияние магнитного поля (МП) на них активно изучалось различными группами с 80-х годов [1–3]. Большинство работ относилось к электронным процессам, возбужденным светом при низких температурах в объеме кристаллов. Зеемановская энергия в этих условиях была сравнима с энергией термических флуктуаций, и магнитное поле изменяло больцмановскую статистику распределения электронов по энергиям. В работах [4–7] были обнаружены и такие магнитные эффекты в кремнии, когда температура была довольно высока (до $\sim 70\text{ К}$ в [7]), и средняя энергия термических флуктуаций превышала зеемановскую энергию почти на порядок. Однако и в этих условиях магнитное поле с индукцией $0.1\text{–}1\text{ Т}$ изменяло электрические и оптические характеристики монокристаллов кремния на десятки процентов, что значительно превышает возможный эффект для термализованных спинов. Это объясняется изменением мультиплетности короткоживущих электронно-дырочных пар на коротких промежуточных стадиях их эволюции, за время существования которых, термические флуктуации не успевают разрушить корреляцию спинов в парах.

В упомянутых выше работах МП влияло на спин-зависимые электронные процессы и физические свойства в объеме кристаллов. В [8] было обнаружено влияние магнитного поля на электропроводность поверхности кремния при комнатной температуре. Влияние магнитного поля на спин-зависимые процессы на поверхности кристаллов, как правило, более вероятно, чем в объеме, по следующим причинам: 1) поверхность содержит много оборванных ковалентных связей, дефектов и их комплексов, обладающих неспаренными спинами, 2) диффузионная подвижность атомов на поверхности, обеспечивающая образование пар электронных спинов,

превосходит значение этой величины в объеме кристалла на много порядков, 3) разнообразие примесных центров (например, наличие кислородных атомов) в приповерхностных слоях значительно увеличивает количество дополнительных спин-зависимых каналов реакции, 4) поверхность является сильно неравновесным химическим реактором, создающим специфические условия взаимодействия частиц, недостижимые в объеме.

В [9] были предложены теоретические оценки, согласно которым мультиплетность частиц при образовании — разрыве кремний-кислородных химических связей должна оказывать сильное влияние на кинетику окисления кремния. Ионы кислорода, пребывая в основном триплетном состоянии, образуют химическую связь с атомами кремния только в том случае, если кремний-кислородная пара находится в синглетном состоянии [9]. В отсутствие магнитного поля эти пары в основном пребывают в триплетном состоянии и не могут изменить его в силу принципа сохранения полного спина. В [10,11] было экспериментально установлено, что внешнее магнитное поле способно снимать этот запрет, ускоряя реакцию окисления кремния. С другой стороны, изотоп кремния ^{29}Si имеет спин $1/2$ и создает локальное магнитное поле, которое способно влиять на вышеописанные спин-зависимые реакции. Первые экспериментальные проверки этой гипотезы показали, что такое влияние имеет место [12,13], однако кинетика окисления изотопно-обогащенного кремния в магнитном поле не изучалась и не обсуждалась. Возможные механизмы влияния магнитного поля на спин-зависимые реакции в кристалле были обсуждены в [14] на примере пар примесных ионов в диамагнитных кристаллических решетках ионных кристаллов.

Целью настоящей работы было сравнение кинетики окисления приповерхностных слоев кремния с естественной распространенностью магнитного изотопа ^{29}Si и в кристаллах, обогащенных изотопом ^{29}Si , а также

установление закономерностей влияния магнитного поля и сверхтонкого взаимодействия на окисление кремния двух типов: Fz -Si, выращенного методом зонной плавки, и Cz -Si, выращенного методом Чохральского.

2. Методика

В работе использовались два типа образцов кремния: 1) промышленные монокристаллические пластины кремния двухсторонней полировки, выращенного методом Чохральского, с удельным сопротивлением $4.5 \Omega \cdot \text{cm}$, толщиной $460 \mu\text{m}$, легированных фосфором (Cz - n -Si(111)); 2) монокристаллы кремния, обогащенные изотопом ^{29}Si и легированные фосфором 10^{15}cm^{-3} . Концентрации изотопов в промышленных образцах монокристаллического кремния составляли: 92.27% ^{28}Si ; 4.68% ^{29}Si ; 3.05% ^{30}Si . Концентрации изотопов в обогащенных кристаллах были равны: 8.85% ^{28}Si ; 72.76% ^{29}Si ; 18.39% ^{30}Si .

Для инициирования магнитостимулированного окисления кристаллов образцы помещались между полюсами постоянного магнита с индукцией ~ 0.1 – 0.2 T и выдерживали при нормальных условиях на открытом воздухе до 20 суток. Контрольные образцы этих же двух типов находились в нулевом магнитном поле при тех же прочих условиях, что и образцы, подвергавшиеся выдержке в магнитном поле. При этом никаких изменений в контрольных образцах не было обнаружено.

Чтобы контролировать магнитостимулированные изменения поверхности образцов, был использован метод вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС), основанный на измерении характеристик вторичных ионов, эмитируемых из образца под действием пучка первичных ионов In^+ . С помощью ВИМС определяли примесный состав приповерхностных слоев (толщиной $\sim 1 \text{ nm}$) и содержание различных изотопов кремния в них. Диапазон масс вторичных ионов составлял 1–250 а.м.у. Плотность ионного тока 0.1 – $0.5 \text{ mA} \cdot \text{cm}^{-2}$. Эксперимент проводился в вакууме с давлением остаточных газов $P = 4.5 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}$. Энергия первичного пучка $E = 9 \text{ keV}$, энергия вторичного пучка $E = 30 \text{ keV}$. Перед началом экспериментов образцы подвергались очистке поверхности пучком ионов In^+ энергией 9 keV в течение 30 мин (сканирование производили по площадке $\sim 2 \times 2 \text{ mm}$). За это время ионной бомбардировкой снимали поверхностный слой 1–2 нм. После этого снимали масс-спектр вторичных ионов. После выдержки в магнитном поле образцы помещались в камеру спектрометра и оставались в ней до конца эксперимента во избежание адсорбции газов из атмосферы. Величина тока вторичных ионов зависит не только от концентрации и типа соответствующих атомов, но и от наличия химических связей между этими ионами и окружением, а также от степени ионизации. Поэтому мы наблюдали за изменением интенсивности тока вторичных ионов различных элементов, нормированного на интенсивность тока вторич-

ных ионов кремния (матричных ионов). Погрешность определялась путем многократного измерения спектров в разных точках образца и последующим усреднением интенсивностей линий различных элементов.

Для идентификации доли изотопного кремния и исследования параметров спиновой динамики ядер ^{29}Si были записаны спектры ядерного магнитного резонанса (ЯМР) при комнатной температуре на спектрометре Bruker Avance III с индукцией постоянного магнитного поля 9.4 T . Частота резонанса на ядрах ^{29}Si в этом поле 79.5124 MHz . Длительность 90 -градусного импульса составляла $5 \mu\text{s}$, время задержки („мертвое“ время приемного тракта) составляло $6.5 \mu\text{s}$. Полученные спектры представляют собой действительную часть Фурье-образа спада свободной индукции. Интервал времени между двумя последовательными экспериментами составлял 2 ч, что было необходимо для спиновой релаксации ядер кремния. Аппроксимация спектров производилась с помощью программы MestreNova.

3. Экспериментальные результаты

Типичный масс-спектр вторичных ионов (ВИ), для образцов Cz - n -Si(111) представлен на рис. 1. Наиболее интенсивный пик ВИ отвечает однозарядному матричному иону Si^+ . Одновременно образуется богатый спектр однозарядных полиатомных кластеров на основе Si: SiO^+ , Si_2O^+ и гидроактивных комплексов SiOH^+ , SiH^+ . Кроме того, в образцах Cz -Si(111) была обнаружена ВИ следующих примесных атомов: O, C, Na, Mg, K, Al, Ca, концентрация которых лежит в пределах 10^{-3} – $10^{-5}\%$. Пики этих ионов также были видны, но не принимались нами во внимание.

Используемая методика давала возможность различать изотопы кремния (^{29}Si , ^{28}Si , ^{30}Si) в спектрах и изменения эмиссии кремний-содержащих ионов под действием бомбардировки ионами In^+ . Интенсивности

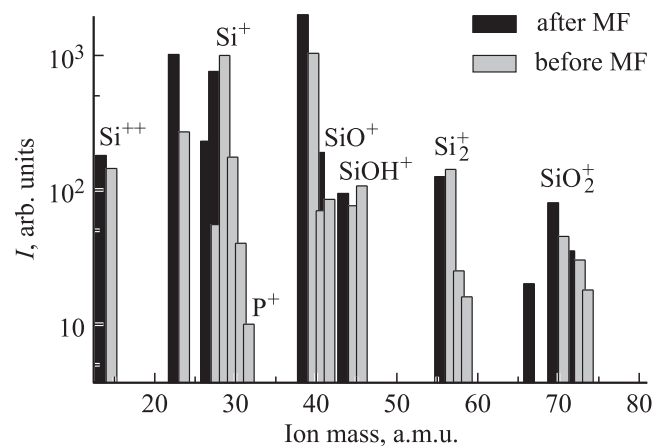


Рис. 1. Масс-спектры вторичных ионов Cz -Si до и после окисления кристаллов в магнитном поле.

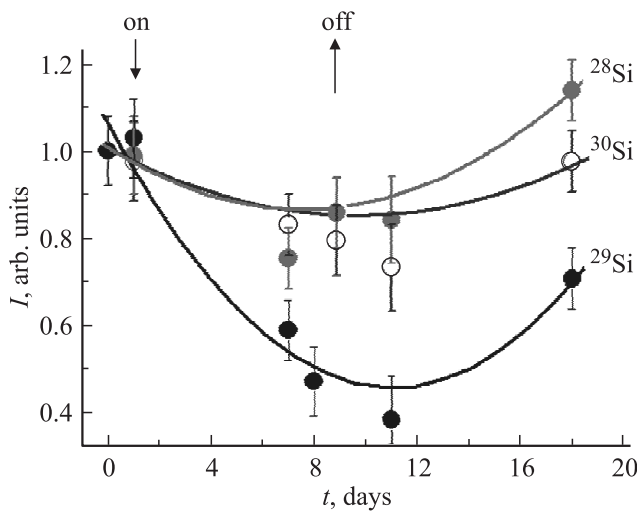


Рис. 2. Зависимости интенсивностей токов вторичных ионов изотопов кремния ^{28}Si , ^{29}Si и ^{30}Si в кристаллах Cz-Si от времени. Стрелками показаны моменты включения и выключения МП.

токов вторичных ионов, как примесных атомов, так и изотопов кремния меняются после выдержки образцов в магнитном поле вне спектрометра (рис. 1). Анализ серии масс-спектров позволил построить зависимость интенсивности тока ВИ изотопов кремния от времени экспозиции кристаллов в магнитном поле и от времени последующей выдержки в вакуумной камере спектрометра (рис. 2). Стрелками на рис. 2 обозначены моменты помещения образцов в МП и моменты их извлечения из магнита.

На первом этапе интенсивность тока ВИ всех трех изотопов кремния со временем выдержки образцов Cz-Si в магнитном поле уменьшается, что соответствует включению этих атомов в оксидные комплексы, дающие вклад в увеличивающуюся интенсивность тока ВИ Si_2O и SiO , SiOH . Для изотопов ^{28}Si и ^{30}Si это уменьшение было одинаковым и составляло $\sim 10\text{--}15\%$, в то время как более сильные изменения наблюдались для изотопа ^{29}Si (уменьшение на $\sim 50\%$). На контрольных образцах (не подвергавшихся действию МП) вышеописанных изменений не наблюдали. После завершения экспозиции образца в магнитном поле и последующей выдержки в вакуумной камере спектрометра наблюдали частичное восстановление интенсивностей токов ВИ изотопов кремния ^{28}Si и ^{30}Si к исходным значениям (рис. 2).

Уменьшение тока ВИ изотопов Si в результате магнитной обработки связано с тем, что эти изотопы вовлечены в спин-зависимые реакции окисления на поверхности кремния. Об этом свидетельствует уменьшение ВИ изотопов Si в пользу одновременного увеличения ВИ кислородсодержащих комплексов Si_2O и SiO в исследуемых образцах на начальной стадии магнитостимулированной реакции (рис. 3). На последующих стадиях после выключения МП зависимости интенсивностей вторичной

эмиссии ионов кремния и его оксидов становятся аналогичными друг другу, по-видимому, потому, что все эти ионы оказываются включенными в дальнейшие реакции с кислородом.

В обогащенных кристаллах кремния Fz-Si интенсивность тока ВИ для всех изотопов кремния со временем выдержки образцов в магнитном поле уменьшается, как и в Cz-Si (111). Причем изменения для ^{28}Si и ^{30}Si остаются на уровне $20\text{--}30\%$, а для изотопа ^{29}Si $\sim 50\text{--}60\%$. Сравнение кинетики изменения интенсивности тока ВИ для изотопов ^{29}Si в образцах Fz-Si после их магнитной обработки приведено на рис. 4. В целом в кристаллах Fz-Si наблюдается кинетика окисления с участием изо-

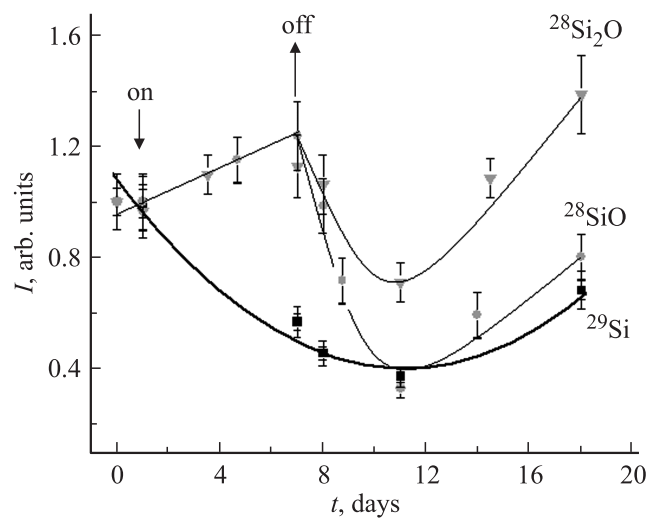


Рис. 3. Зависимости интенсивности тока вторичных ионов изотопа ^{29}Si и комплексов SiO и Si_2O в кристаллах Cz-Si от времени. Стрелками показаны моменты включения и выключения МП.

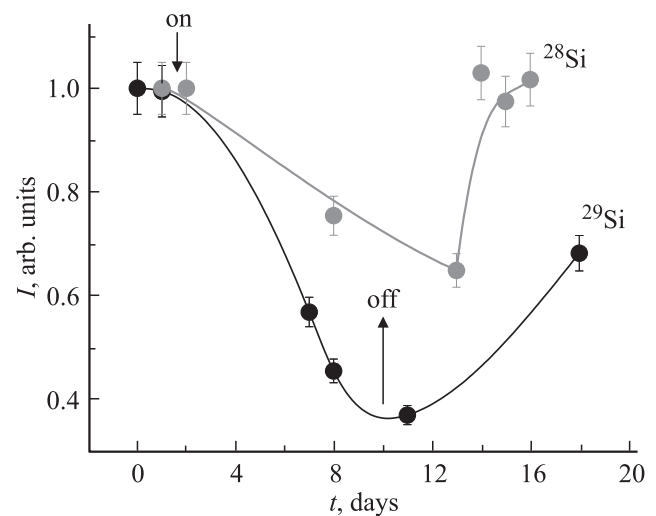


Рис. 4. Зависимости интенсивностей токов вторичных ионов изотопов кремния в кристаллах Fz-Si, обогащенных изотопом ^{29}Si , от времени. Стрелками показаны моменты включения и выключения МП.

топов кремния сходная с результатами, полученными для Cz -Si (рис. 2).

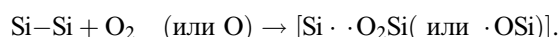
Поскольку изотоп кремния ^{29}Si имеет ядерный спин $1/2$, в отличие от остальных двух изотопов, его можно обнаруживать с помощью ЯМР. Основной вклад в ширину ЯМР спектра ^{29}Si вносит ядерное дипольное взаимодействие между соседними ^{29}Si – ^{29}Si ядерными спинами, обеспечивая ширину линии ЯМР ~ 1000 Hz. Нами установлено, что в изотопно-обогащенных кристаллах кремния Fz -Si положение максимума сигнала ЯМР и расстояния между пиками зависит от кристаллографической ориентации образца относительно магнитного поля H_0 (рис. 5), что согласуется с работой [15]. Наиболее узкие резонансные линии наблюдались в ориентации поля параллельно $[100]$ (700 Hz), наиболее широкие при ориентации поля вдоль $[110]$ (1980 Hz), а самое сильное расщепление линий наблюдалось при направлении поля вдоль $[111]$ (1300 Hz). Поскольку спектр представлял собой дублет Пейка [16] с максимумами 74.1 ppm и 87.8 ppm, линии ЯМР были аппроксимированы двумя функциями Гаусса.

4. Обсуждение

Как известно, существует как классический масс-зависимый изотопный эффект (КИЭ), который сортирует изотопные ядра по их массам, и магнитный изотопный эффект (МИЭ), который фракционирует ядра по их магнитным моментам [9]. Спин ядра ^{29}Si равен $1/2$, в то время как спины ядер ^{28}Si и ^{30}Si равны нулю. Естественная распространенность изотопа ^{29}Si составляет лишь 4.68%. Несмотря на это, интенсивность тока ВИ именно этого изотопа претерпевает наиболее сильные изменения под действием магнитного поля как в кристаллах Fz -Si, так и в кристаллах Cz -Si. Изотопы ^{28}Si и ^{30}Si , хотя и различаются атомными массами, демонстрируют сходную друг с другом кинетику изменения тока ВИ. Следовательно, различия в кинетике изменения ВИ, вызванные магнитным полем, для ионов ^{28}Si , ^{30}Si и ^{29}Si обусловлены ядерным спином последнего, а не различием в массах этих ионов. Таким образом, благодаря МИЭ, наблюдается сортировка продуктов реакции, содержащих магнитные и немагнитные ядра кремния в процессе его окисления.

В кристаллах кремния, выращенных методом Чохральского, концентрация кислорода достигает 1.10^{18} cm $^{-3}$. В кристаллах Fz -Si концентрация кислорода на два порядка ниже, но существование оксидного слоя SiO_2 также приводит к формированию межфазной границы Si/SiO_2 , на которой за счет несоответствия параметров решетки соответствующих фаз, формируется множество субоксидов (Si_2O , SiO , Si_2O_3 и др.), аморфных кремниевых комплексов, оборванных кремниевых и кислородных связей. Как известно, реакции между изотопами кремния и атомами кислорода проходят по следующей схеме: $\text{SiO}_x \rightarrow x/2 \text{SiO}_2 + (1 - x/2)\text{Si}$. Эта

реакция, описывающая образование разных оксидов, не дает возможности обсуждать промежуточные стадии, в которых могут принимать участие атомарный кислород, молекулярный кислород и молекулярные ионы. Первичные или промежуточные стадии, в которых могут проявляться спин-зависимые реакции могут происходить по следующей схеме. Кислород в кремнии присутствует в различных химических и спиновых состояниях; при этом молекулярный и атомный кислород (O_2 и O) находится в основном, триплетном спиновом состоянии, а радикальные анионы O_2^- , O^- — в дублетных состояниях. Внедрение O_2 или O в Si – Si химическую связь генерирует триплетные радикальные пары:



Полный электронный спин пары в триплетном состоянии равен 1, а спины $\text{Si} \cdot$ и $\cdot \text{O}_2\text{Si}$ равны $1/2$. Такое внедрение кислородной молекулы в Si – Si связь было теоретически обосновано расчетами *ab initio* молекулярной динамики [9]. Из-за спинового запрета эти пары в триплетном состоянии не способны соединиться и образовать продукты окисления в синглетном состоянии. Для этого необходима триплет-синглетная спиновая конверсия, индуцированная Зеемановским взаимодействием с внешним магнитным полем или сверхтонким взаимодействием неспаренного электрона с магнитным ядром ^{29}Si .

Как показано в [12,13], условия эмиссии вторичных ионов кремния из матрицы (не дефектной части кристаллической решетки) отличаются от условий эмиссии ионов кремния, включенных в кислородные комплексы и связанных химической связью с ионами кислорода. Поскольку протекание реакции окисления сопровождается изменением химического состава и кристаллического окружения ионов кремния, в наших экспериментах наблюдаются изменения тока ВИ во времени. Приложение внешнего магнитного поля управляет короткими электронными спин-зависимыми стадиями этого процесса, снимая запрет на переходы между состояниями различной мультиплетности. Сверхтонкое взаимодействие вносит дополнительный вклад в эти процессы, открывая дополнительные каналы для спин-зависимых реакций. Благодаря сверхтонкому взаимодействию между спином ядра матричного элемента кремния и спином электрона парамагнитной примеси (в данном случае это кислород) наблюдается одновременное уменьшение эмиссии ВИ кремния Si^{29} и увеличение интенсивности тока ВИ кислородных комплексов (SiO , Si_2O и др.).

Скорость синглет-триплетной конверсии управляется Зеемановским расщеплением $\Delta g\beta H$ с разностью g -факторов пары частиц Δg , β — магнетон Бора, H — напряженность магнитного поля. Принимая, что, как и в кварце значения g -факторов в паре частиц составляют 2.001 и 2.015 [17], для $H = 170$ mT получим скорость синглетно-триплетной конверсии $\Delta g\beta H \sim 70$ MHz.

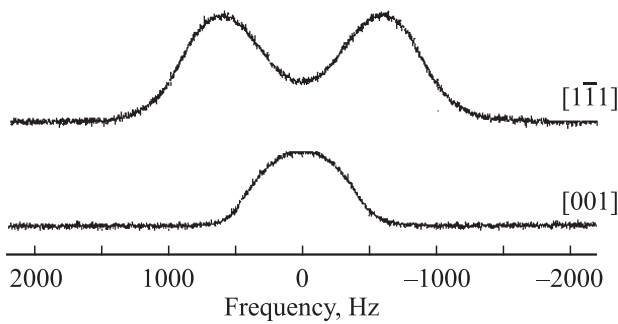


Рис. 5. Спектры ЯМР в кристаллах $F_z\text{-Si}$, обогащенных изотопом ^{29}Si , при двух ориентациях магнитного поля спектрометра по отношению к кристаллографическим направлениям, указанным справа от спектров при температуре 293 К.

Сверхтонкое взаимодействие в кремнии содержит контактную (изотропную часть) и анизотропную часть, отвечающую диполь-дипольному взаимодействию ядер [17]. Контактная часть сверхтонкого взаимодействия в кремнии составляет около 37 мТ. Принимая сверхтонкую константу $a(^{28}\text{Si}) \sim 20$ мТ [17], получим скорость синглет-триплетной конверсии, управляемой ядрами ^{29}Si равной $a(^{29}\text{Si}) \sim 1036$ МГц. Таким образом, вклад сверхтонкого взаимодействия в синглет-триплетную конверсию с ядрами ^{29}Si на порядок величины сильнее, чем от Зеемановского взаимодействия. В этом заключается причина того, почему магнитный изотопный эффект в окислении кремния ^{29}Si наблюдается даже в относительно высоких полях 100–200 мТ, превышающих сверхтонкое взаимодействие 37 мТ. Общий механизм для распада нестабильных комплексов примеси в магнитном поле (в том числе для магнитного поля, создаваемого ядрами) был предложен в [14]. Этот механизм объясняет, почему требуется длительное время накопления событий в магнитном поле.

Константа изотропного сверхтонкого взаимодействия может быть определена из данных ЯМР (рис. 5). Ширина линии ЯМР ^{29}Si в кремнии зависит от процентной доли магнитного изотопа ^{29}Si , потому что дипольное взаимодействие между ядрами растет с концентрацией ^{29}Si . Так, например, ширина линии ЯМР для кристаллов кремния с концентрацией магнитных ядер ^{29}Si от 5 до 100% увеличивается от ~ 100 до 2000 Гц [15]. В кристаллах кремния $F_z\text{-Si } ^{29}\text{Si:P}$ в нашей работе ширина линии ЯМР составляет 1980 Гц для направления [111] (рис. 5), что соответствовало бы 100% содержанию магнитных ядер для кристаллов $\text{Si}^{29}:\text{P}$ в [15].

Для двух ядерных спинов I_i и I_j , разделенных расстоянием r_{ij} , укороченный спингамильтониан H_{dd} запишется в виде:

$$H_{dd} = \mu_0 \gamma_N^2 \hbar^2 / 4\pi \Sigma (3I_{iz}I_{jz} - I_i I_j) (1 - 3 \cos^3 \theta_{ij}) / 2r_{ij}^3, \quad (1)$$

где I_{iz} — z -компонента оператора углового момента i -го спина, γ_N — ядерное гиромагнитное отношение,

$\hbar = h/2$ — постоянная Планка, θ_{ij} — угол между вектором r_{ij} , соединяющим ядра, и направлением магнитного поля \mathbf{H} . Наиболее сильное взаимодействие имеет место, когда r_{ij} параллелен \mathbf{H} , и оно практически исчезает, если угол между r_{ij} и полем приближается к магическому углу $\theta_{ij} = 54.74^\circ$.

Если поле \mathbf{H} параллельно направлению [110], вектор между соседними ядерными спинами в парах одного типа составляет 35.3° по отношению к магнитному полю и в парах другого типа 90° . Поэтому из формулы (1) следует, что расщепление линий ЯМР в такой конфигурации составляет $\Delta\nu = 3\mu_0 \gamma_N^2 \hbar / 16\pi^2 r_{ij}^3 = 560$ Гц, и линии практически сливаются, так как их ширина превышает расстояние между ними (рис. 5). В конфигурации $\mathbf{H} \parallel [111]$ $\Delta\nu = 3\mu_0 \gamma_N^2 \hbar / 8\pi^2 r_{ij}^3 = 1120$ Гц, если рассматривать только те связи, которые параллельны полю. Эти оценки близки к экспериментальным данным, полученным для наших образцов (рис. 5).

Ширину линии ЯМР $\Delta\nu_{dd}$, обусловленную диполь-дипольным взаимодействием ядер можно оценить из формулы $\Delta\nu_{dd} = 30/T_2$, где $\Delta\nu_{dd} \sim 1000$ Гц, $T_2 \sim 300$ с — время ядерной спин-спиновой релаксации. Среднее расстояние a между ядрами ^{29}Si может быть оценено по формуле $a \sim N_N^{-1/3} = (8f/d^3)^{-1/3} = 3.35$ нм, где N_N — концентрация ядер ^{29}Si , 8 — число атомов в ячейке кристаллической структуры алмаза, $d = 0.543$ нм — постоянная решетки кремния, $f = 72.76\%$ — доля магнитных ядер ^{29}Si из общего числа всех ядер. Распределение Пуассона показывает, что пары ядер встречаются с вероятностью 37% в соседних узлах кристаллической решетки. Следовательно, для таких случайных образований диполь-дипольное взаимодействие будет очень высоким. Именно в этом заключается причина, по которой в спектре наблюдается дублет Пейка (Pake).

Приведенные данные ЯМР показывают, что в среднем величина анизотропного диполь-дипольного сверхтонкого взаимодействия составляет $\hbar \Delta\nu_{dd} / g_N \mu_N \sim 1.64$ Ое, что значительно меньше, чем изотропное контактное взаимодействие (здесь $g_N = 1.13$ ядерное гиромагнитное отношение, μ_N — ядерный магнетон). Таким образом, магнитный изотопный эффект при окислении кремния практически полностью управляется изотропной частью сверхтонкого взаимодействия.

5. Выводы

1. Установлено, что изотропное сверхтонкое взаимодействие с ядрами ^{29}Si ускоряет окисление кристаллов кремния, индуцируя триплет-синглетные переходы во внешнем магнитном поле. При этом вторичная эмиссия ионов кремния ослабляется в пользу увеличения эмиссии молекулярных ионов оксидов кремния, как в кристаллах зонной плавки, так и в кристаллах с высокой концентрацией кислорода, выращенных методом Чохральского.

2. Обнаружена многостадийная кинетика окисления кристаллов кремния, которая различается для продуктов окисления, содержащих магнитный изотоп ^{29}Si и немагнитные изотопы ^{28}Si , ^{30}Si . Стартовым процессом является спиновая конверсия в кремний-кислородных комплексах, магниточувствительные состояния которых накапливаются в кристаллах в течение длительного времени (несколько суток).

Авторы признательны С.Г. Васильеву за помощь в получении спектров ЯМР и А.Л. Бучаченко за образцы изотопно-обогащенного кремния и многочисленные обсуждения работы.

Список литературы

- [1] D. Kaplan, I. Solomon, N.F. Mott. *J. Phys. Lett.* **39**, L51 (1978).
- [2] S.C. Cavenett. *Adv. Phys.* **30**, 475 (1981).
- [3] P.G. Varanov, N.G. Romanov. *Appl. Magn. Reson.* **2**, 361 (1991).
- [4] Н.Т. Баграев, Л.С. Власенко. *ФТТ* **21**, 120 (1979).
- [5] С.В. Броуде, В.А. Гражулис, В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян. *ЖЭТФ* **66**, 1469 (1974).
- [6] В.В. Кведер, Ю.А. Осипьян, А.И. Шалынин. *ЖЭТФ* **83**, 699 (1982).
- [7] I. Solomon, D. Biegelsen, J.C. Knights. *Solid State Commun.* **22**, 505 (1977). 8
- [8] D.J. Lepine. *Phys. Rev. B* **6**, 436(1972).
- [9] A. Bongiorno, A. Pasquarello. *Phys. Rev. Lett.* **93**, 086 102 (2004).
- [10] О. Коплак, А. Дмитриев, Т. Kakeshita, R. Morgunov. *J. Appl. Phys.* **110**, 044 905 (2011).
- [11] О.В. Коплак, А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов. *ФТТ* **54**, 1350 (2012).
- [12] О. Коплак, R. Morgunov, A. Buchachenko. *Chem. Phys. Lett.* **560**, 29 (2013). 1
- [13] О.В. Коплак, Р.Б. Моргунов, А.Л. Бучаченко. *Письма в ЖЭТФ* **96**, 107 (2012).
- [14] R.V. Morgunov, A.L. Buchachenko. *Phys. Rev. B* **82**, 014 115 (2010).
- [15] H. Hayashi, T. Itahashi, K.M. Itoh. *Phys. Rev. B* **80**, 045 201 (2009).
- [16] G.E. Pake. *J. Chem. Phys.* **16**, 327 (1948).
- [17] C.G. van de Walle, P.E. Blochl. *Phys. Rev. B* **47**, 4244 (1993).