

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФТОРА С ПОВЕРХНОСТЬЮ (111) КРЕМНИЯ

Г. В. Гадияк, Ю. Н. Мороков

Институт теоретической и прикладной механики Сибирского отделения
Российской академии наук, 630090, Новосибирск, Россия
(Получена 28.05.1992. Принята к печати 26.06.1992)

Представлены результаты квантово-химического изучения в кластерном приближении адсорбции фтора на поверхности Si (111). Построены потенциальные поверхности взаимодействия атома фтора с идеальной поверхностью и с Si(111), покрытой монослоем атомов фтора. При адсорбции молекулы фтора наблюдается ее безбарьерная диссоциация. Определены равновесные конфигурации поверхностных комплексов SiF_n ($n = 1-4$). Результаты показывают, что при распаде этих комплексов должны преимущественно десорбироваться молекулы SiF_2 и SiF_4 .

Успехи микроэлектроники в области создания интегральных схем в значительной степени связаны с разработкой и внедрением методов локального сухого травления. Реакция кремния с атомарным фтором лежит в основе ионно-плазменного и плазмохимического травления, где в результате реакций образуются летучие соединения, легко удаляемые с поверхности при низких температурах. На практике для травления используются газы CH_4 , SF_6 , XeF_2 и т. д. [1], из которых путем внешнего воздействия (разрядом, ионным пучком, лазерным излучением) образуют атомарный фтор. Хемосорбированный слой, по экспериментальным данным [2], состоит из частиц SiF , SiF_2 , SiF_3 . В продуктах травления обнаружены соединения SiF_2 , SiF_4 [3] и практически отсутствуют радикалы SiF_3 .

Можно отметить несколько работ, в которых проведено квантово-химическое исследование взаимодействия фтора с поверхностью кремния [4-7]. В [4] неэмпирическим методом в кластерном приближении рассматривалась 1- и 3-центровая адсорбция атома фтора на идеальной поверхности Si(111). Найдено, что барьер для проникновения атома фтора в подповерхностный слой в случае 3-центральной адсорбции составляет около 1 эВ. В [5] использовался метод функционала плотности и неэмпирические псевдопотенциалы для построения потенциальной поверхности при перемещении атома фтора в объеме кремния с учетом релаксации ближайших атомов кремния. Барьер диффузии атома фтора в объеме кремния оценен в 0.7 эВ, и диффузия идет по межузельным каналам без разрушения решетки. Вблизи же поверхности смещение поверхностных атомов кремния наружу позволяет атому фтора внедряться в связи Si-Si. В работах [6, 7] неэмпирическими методами на простейших кластерах, содержащих лишь 2 атома кремния, рассматривались механизмы травления кремния атомом фтора [6] и молекулой HF [7].

В своих расчетах мы использовали полуэмпирический квантово-химический метод, являющийся расширением метода MINDO/3. При этом мы исходили из того, что для изучения процессов травления кремния фтором необходимо аккуратное воспроизведение энергий атомизации в последовательности молекул SiF_n ($n = 1-4$), поскольку все эти соединения присутствуют на разных стадиях травления. Желательно было бы также воспроизведение энергетики комплексов Si_nF ,

Результаты расчетов для молекул SiF_n (n = 1—4)

Молекула	Физическая величина	MINDO/3	Наша версия	Эксперимент
SiF	D_e (эВ)	5.61	5.61	5.61 [9]
	l_e (А)	1.601	1.601	1.601 [9]
	k_e (эВ/А ²)	22.37	30.92	30.58 [9]
	μ_e (D)	1.126	1.126	1.126*
	q_F (e)	-0.36	-0.38	—
SiF ₂	D_{at}	11.72	12.36	12.5**
	l_e	1.566	1.597	1.590 [9]
	Φ_e (град)	180	137	100.77 [9]
	μ_e	0	2.7	1.23 [12]
	q_F	-0.55	-0.66	—
SiF ₃	D_{at}	14.82	17.56	17.6***
	l_e	1.614	1.560	(1.56) [9]
	q_F	-0.50	-0.68	—
SiF ₄	D_{at}	18.10	25.0	25.0***
	l_e	1.624	1.504	1.556 [9]
	q_F	-0.52	-0.72	—

Примечание. * Неэмпирический расчет [10]. ** Рассчитано по данным работ [9, 11]. *** Рассчитано по данным работ [9, 13].

но соответствующие экспериментальные данные отсутствуют. Исходная версия MINDO/3 [8] не включала параметров связи Si—F. Мы определили эти параметры из условия воспроизведения экспериментальных значений энергии диссоциации и длины связи для молекулы SiF [9]. С учетом того, что показатели слейтеровских экспонент используются по сути только при расчете 2-центровых интегралов — интегралов перекрывания, мы ввели дополнительный параметр t , масштабирующий все показатели слейтеровских экспонент, $\xi'_\mu = \xi_\mu t$, $\mu \in \text{Si, F}$, при расчете интегралов перекрывания связи Si—F. Это позволило для молекулы SiF воспроизвести также значение дипольного момента, равное 1.126D, полученное в неэмпирических расчетах [10]. Получены следующие значения параметров связи Si—F: $\alpha = 1.949717$, $B = 0.256869$, $t = 1.029198$. Параметры других меж-атомных связей мы взяли из стандартной схемы [8]. Все расчеты проведены в рамках приближения неограниченного метода Хартри—Фока, что позволяет учитывать эффекты спиновой поляризации.

Результаты расчетов молекул SiF_n с полученным набором параметров приведены в табл. 1 в колонке с названием MINDO/3, даны значения энергий атомизации (D_{at}), длин связей Si—F (l_e), дипольных моментов (μ_e), зарядов на атомах фтора (q_F). Дипольный момент мы оценивали с учетом 1-центральной гибридизации атомных орбиталей (без масштабирования показателем экспонент), а заряды — по диагональным элементам матрицы плотности. Для молекулы SiF приведены также значения силовой постоянной (k_e), а для SiF₂ — значение равновесного угла FSiF (Φ_e). В табл. 1 выделены величины, использованные при подборе параметров. В последней колонке представлены известные экспериментальные значения либо достаточно надежные результаты неэмпирических расчетов.

Из табл. 1 видно, что энергетика молекул SiF₃ и SiF₄ воспроизводится в рамках MINDO/3 плохо. Улучшения описания энергетики этих молекул нам удалось добиться модификацией расчета 2-центровых кулоновских интегралов между атомами А и В, которые, как и в MINDO/3 [8], рассчитываются через 1-центровые параметры g_a и g_b по формуле

$$\gamma_{ab} = [(r_{ab}/14.399)^2 + 0.25(1/g_a + 1/g_b)^2]^{-1/2} (\text{эВ}),$$

где r_{ab} (Å) — расстояние между ядрами атомов. В нашей модификации мы оставляем фиксированными все 1-центровые кулоновские $\gamma_{\mu\nu}$ и обменные $h_{\mu\nu}$ интегралы, но вводим линейную зависимость 1-центровых параметров g_a (эВ) от заряда q_a (а. е.) атома А:

$$g'_a = g_a + \lambda_a^{ab} q_a. \quad (1)$$

Использование такой зависимости в какой-то степени связано с идеей введения в полуэмпирические схемы зависимости 1-центровых параметров от валентного и зарядового состояния атомов, которая уже давно обсуждается в литературе (см., например, [14]). Естественно, что желание сохранить модель вариационной при использовании формулы (1) требует внесения соответствующих изменений в выражении для элементов матрицы Хартри—Фока. Параметр λ_a^{ab} мы использовали для воспроизведения экспериментального значения энергии атомизации молекулы SiF_4 . Получен следующий набор параметров для связи Si—F : $\alpha = 1.849114$, $B = 0.322212$, $t = 1.247676$, $\lambda_F = -3.679$, $\lambda_{\text{Si}} = 0$. Этот набор параметров дает лучшие результаты для SiF_n , чем набор параметров с оптимизацией λ_{Si} при $\lambda_F = 0$. Одновременная оптимизация λ_{Si} и λ_F не проводилась ввиду отсутствия подходящих экспериментальных данных.

Из табл. 1 видно, что разница между рассчитанными и экспериментальными значениями энергий атомизации молекул SiF_2 и SiF_3 не превышает погрешности экспериментальных данных ($\approx \pm 0.2$ эВ). Несмотря на это хорошее совпадение, рассматриваемая модель остается все-таки достаточно грубой интерполяционной схемой. Использование этой модели оправдано лишь как предварительное квантово-химическое рассмотрение проблемы травления. Желательно уточнение полученных результатов с помощью других методов, и в первую очередь неэмпирических. Трудность описания системы Si—F с помощью традиционных полуэмпирических моделей в первую очередь связана с большой ионностью связи Si—F , при этом заряд атома кремния в этой системе изменяется от нуля в отсутствие атомов фтора до значений порядка $+2e$ в соединении SiF_4 . Трудно представить, что хорошее описание свойств атома кремния в этом большом диапазоне изменений зарядового состояния возможно с помощью фиксированных 1-центровых параметров. В связи с этим мы полагаем, что надежность полученных результатов будет уменьшаться с увеличением зарядового состояния атомов кремния в кластерах, т. е. с ростом числа атомов фтора в их окрестности. Возможно, что введение явной зависимости 1-центровых параметров кремния от зарядового состояния атома кремния с использованием дополнительной экспериментальной информации о молекулах Si_mF_n может усилить рассматриваемую нами модель.

Кластеры кремния, использованные нами для моделирования поверхности $\text{Si}(111)$, изображены на рис. 1. Атомы кремния в исходной идеальной решетке располагались на расстоянии 2.3517 \AA друг от друга. Связи атомов кремния с объемом кристалла моделировались путем насыщения оборванных связей кремния атомами водорода с фиксированной длиной связи $l_{\text{SiH}} = 1.48 \text{ \AA}$.

Для моделирования поверхности $\text{Si}(111)$ использовались 3 кластера: Si_4H_9 , Si_6H_9 , $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$. На рис. 2 и 3 изображен потенциальный рельеф взаимодействия атома фтора с поверхностью кластеров $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$ и $\text{F}_3\text{Si}_6\text{H}_9$, где атомы кластеров были фиксированы: атомы кремния в положении идеальной решетки, а для кластера $\text{F}_3\text{Si}_6\text{H}_9$ 3 атома фтора располагались над поверхностными атомами кремния с $l_{\text{SiF}} = 1.63 \text{ \AA}$. Потенциальный рельеф определялся как минимум энергии взаимодействия в направлении нормали к поверхности (ось Z) при фиксирован-

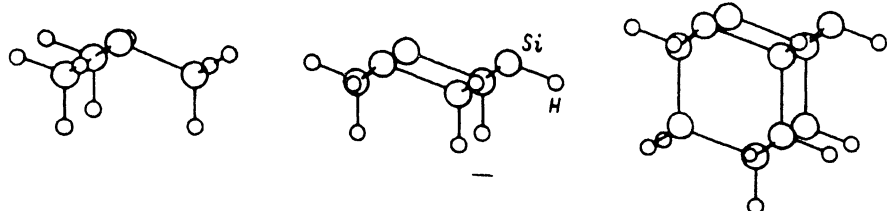


Рис. 1. Кластеры Si_4H_9 , Si_6H_9 и $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$, использованные для моделирования поверхности $\text{Si}(111)$.

ных координатах X и Y . За нулевую точку отсчета энергии на рис. 2 и 3 взята наини́зшая точка рельефа.

Наблюдаемой в эксперименте [1] начальной быстрой стадии адсорбции фтора на кремнии в нашем случае соответствует адсорбция одиночного атома фтора на идеальной $\text{Si}(111)$ (кластер $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$). Абсолютный минимум энергии достигается над поверхностным атомом кремния (точка P на рис. 2) ($E_a = 4.66$ эВ, $l_{\text{SiF}} = 1.64$ Å). Аналогичные расчеты для сравнения мы провели на меньших кластерах — Si_6H_9 и Si_4H_9 , где для абсолютного минимума получены параметры: $E_a = 4.74$ эВ, $l_{\text{SiF}} = 1.64$ Å и $E_a = 4.69$ эВ, $l_{\text{SiF}} = 1.63$ Å соответственно.

Из результатов, представленных на рис. 2, мы можем определить барьер поверхностной диффузии атома фтора на идеальной $\text{Si}(111)$ — 2.05 эВ. Седловая точка для поверхностной диффузии находится приблизительно на середине отрезка Γ — M (точка M соответствует атому кремния 2-го слоя). На рис. 2, 3 изображен только верхний лист потенциальной поверхности. Расчет же нижележащих листов, соответствующую проникновению атома фтора в подповерхностные слои, показывает, что в окрестности центральной точки Γ (с малым сечением ≈ 0.5 Å в диаметре) имеет место безбарьерное (по оси Z) проникновение атома фтора под слой поверхностных атомов кремния. Расчет на меньшем кластере Si_4H_9 дает небольшой барьер — 0.02 эВ.

В работе [4] неэмпирическим методом на таком же кластере для барьера получено значение ≈ 1 эВ, а для энергии связи атома фтора в минимуме, лежащем ниже поверхности ($Z = -1.4$ Å), получено значение $E_a = 0.49$ эВ. Для

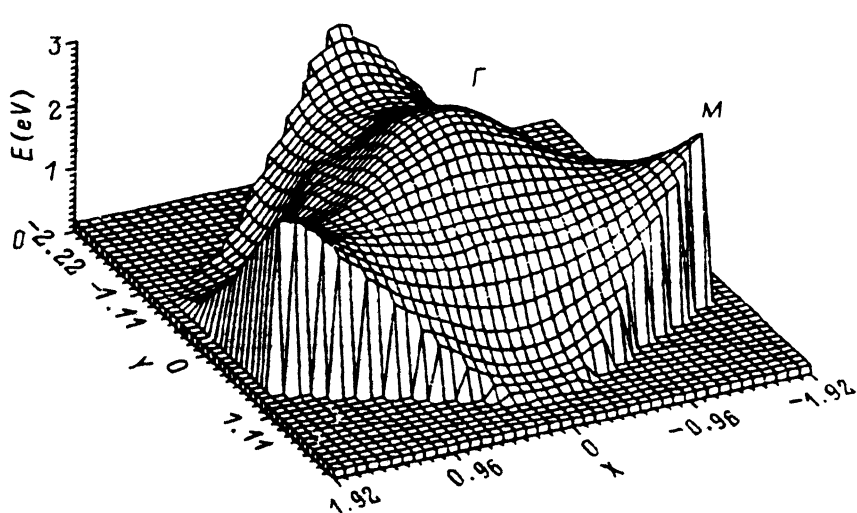


Рис. 2. Потенциальный рельеф взаимодействия атома фтора с поверхностью кластера $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$.

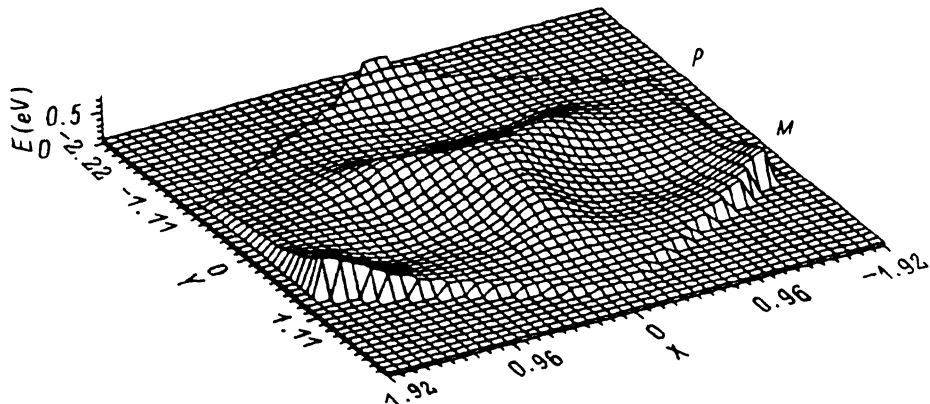


Рис. 3. Потенциальный рельеф взаимодействия атома фтора с поверхностью кластера $F_3Si_6H_9$.

аналогичного минимума (по оси Z) в точке Γ мы получили параметры: $E_0 = 1.74$ эВ, $Z = -0.72$ Å. Исчезновение барьера для проникновения атома фтора в этот минимум в нашем случае связано с существенным заглублением энергетического минимума в подслое по сравнению с [4], а от барьера остается плато на энергетической кривой в интервале $0 < z < 0.5$ Å, на котором энергия меняется всего лишь на 0.07 эВ. В [4] большая величина барьера объясняется неучетом эффектов электронных корреляций, поскольку расчеты проведены на хартри-фоковском уровне.

Минимум энергии ($E_0 = 3.30$ эВ, $Z = -1.73$ Å) на втором потенциальном листе (подповерхностный слой) достигается на границе рассматриваемой на рис. 2 области в вертикальной плоскости, проходящей через точки P и M . При этом атом фтора находится примерно на равных расстояниях от ближайших атомов кремния 1-го и 2-го слоев.

Медленной стадии адсорбции соответствует адсорбция атома фтора на $Si(111)$, покрытой монослоем атомов фтора (кластер $F_3Si_6H_9$). На рис. 3 изображен верхний лист потенциальной поверхности при фиксированных положениях атомов фтора, образующих монослой. При этом минимум энергии достигается почти посередине между 2-я атомами фтора монослоя ($E_0 = 1.30$ эВ, $Z = 1.61$ Å). Барьер диффузии на этом потенциальном листе составляет ≈ 0.1 эВ с седловой точкой над атомом фтора монослоя, т. е. можно говорить о высокой подвижности атома фтора на этом потенциальном листе. Возможен активированный переход из минимума верхнего энергетического листа во 2-й слой (подповерхностный) с

Таблица 2

Кратности межатомных связей между атомами А и В
в поверхностных комплексах SiF_2

n	Связь между атомами: А (верхняя строка) и В (нижняя строка)								
	Si (1)		F (1)	F (2)			F (3)		
	Si (2)	Si (3)	Si (1)	Si (1)	Si (2)	Si (3)	Si (1)	Si (2)	Si (3)
1	0.901	0.901	0.753	—	—	—	—	—	—
2	0.249	0.827	0.640	0.418	0.307	—	—	—	—
3	0.098	0.727	0.467	0.298	0.187	—	0.171	0.288	—
4	0.272	0.310	0.375	0.208	0.050	0.184	0.160	—	0.141

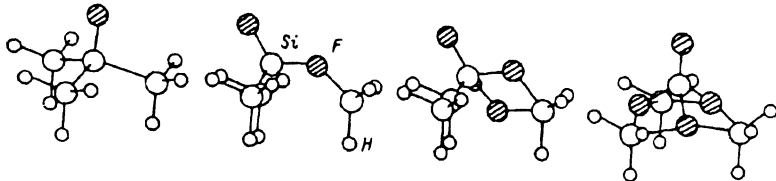


Рис. 4. Кластеры $\text{Si}_4\text{H}_9 + n\text{F}$ ($n = 1 - 4$) с оптимизированной геометрией поверхностных комплексов SiF_n .

энергией активации ≈ 0.1 эВ. При этом атом фтора «проваливается» (по оси Z) до уровня атомов кремния 1-го слоя и затем безбарьерно переходит в абсолютный минимум ($E_a = 3.30$ эВ, $Z = -0.82$ Å) в положение между атомами кремния 2-го слоя (имеющих $Z = -0.78$ Å). Положение этого минимума нуждается в корректировке, так как в этом кластере отсутствуют атомы кремния 3-го слоя. Положение этого минимума, видимо, более соответствует рассмотренный выше аналогичный минимум для кластера $\text{Si}_{10}\text{H}_{13}$.

Изучение формирования поверхностных комплексов SiF_n ($n = 1-4$) мы провели на кластере Si_4H_9 . При этом 3 атома кремния 2-го слоя и атомы водорода находились в фиксированных положениях, а положение поверхностного атома кремния и связанных с ним атомов фтора оптимизировалось. Вид полученных комплексов представлен на рис. 4. В табл. 2 приведены кратности межатомных связей (индексы Вайберга), оцененные по формуле

$$k_{ab} = 2 \sum_{\substack{\mu \in A \\ \nu \in B}} [(P_{\mu\nu}^{\alpha})^2 + (P_{\mu\nu}^{\beta})^2], \quad (2)$$

где $P_{\mu\nu}^{\alpha, \beta}$ — матричные элементы матрицы плотности для α - и β -электронов в базисе валентных атомных орбиталей $\{\eta_{\mu}\}$.

Плоскость $y = 0$ на рис. 4 является плоскостью симметрии для всех комплексов, кроме SiF_3 , для которого в табл. 2 приведено среднее значение кратности связей $F(n) - \text{Si}(n)$.

Первый адсорбированный атом фтора захватывается на оборванную связь поверхностного атома кремния. 2-й атом фтора адсорбируется в мостиковое положение между атомами кремния 1-го и 2-го слоев $\text{Si}(1)$ и $\text{Si}(2)$. При этом расстояние $\text{Si}(1) - \text{Si}(2)$ увеличивается от 2.315 до 3.061 Å, а кратность этой связи уменьшается от значения 0.901 до 0.249, т. е. можно говорить о разрыве этой связи. Уменьшение кратностей оставшихся связей $\text{Si}(1) - \text{Si}(3)$ и $\text{Si}(1) - \text{Si}(4)$ до значения 0.827 связано с уменьшением электронной плотности на атоме $\text{Si}(1)$: заряд на этом атоме меняется от +0.72 до +1.32e. Локальный минимум для положения 2-го атома фтора в подслое имеет на 0.27 эВ более высокую энергию, чем абсолютный минимум.

Ситуация меняется при адсорбции 3-го атома фтора, которому оказывается выгоднее на 1.50 эВ занять теперь более свободное место в подслое, чем разрывать другую связь $\text{Si} - \text{Si}$. При этом образуется почти плоская структура ромба SiFSiF с расстоянием между атомами фтора 1.90 Å. Заряд на $\text{Si}(1)$ увеличивается до +1.83e.

Разрыв оставшихся двух связей $\text{Si} - \text{Si}$ происходит при адсорбции 4-го атома фтора. При этом формируется молекула SiF_4 , «адсорбированная» на поверхностной вакансии, причем атомы фтора располагаются не над «разорванными» связями $\text{Si} - \text{Si}$, а между атомами кремния 2-го слоя, что, возможно, связано со стерическим фактором, обусловленным фиксированным положением этих атомов кремния.

Полученные значения для энергий последовательной адсорбции E_a 1, 2, 3 и 4-го атомов фтора и для энергий десорбции E_d молекул SiF , SiF_2 , SiF_3 , SiF_4

Рассчитанные значения энергий последовательной адсорбции n -го атома фтора E_a и десорбции E_d молекул SiF_m из поверхностного комплекса SiF_n (эВ)

n	E_a (F)	E_d (SiF)	E_d (SiF ₂)	E_d (SiF ₃)	E_d (SiF ₄)
1	4.60	6.19	—	—	—
2	3.79	4.72	3.23	—	—
3	6.87	6.43	4.84	4.90	—
4	7.14	—	6.86	6.64	4.64

представлены в табл. 3. Здесь энергии $E_a^{(n)}$ и $E_d^{(n,m)}$ оценены через полные энергии кластеров (E_{tot}) по формулам

$$E_a^{(n)} = - [E_{\text{tot}}(\text{F}_n\text{Si}_4\text{H}_9) - E_{\text{tot}}(\text{F}_{n-1}\text{Si}_4\text{H}_9) - E_{\text{tot}}(\text{F})], \quad (3)$$

$$E_d^{(n,m)} = - [E_{\text{tot}}(\text{F}_n\text{Si}_4\text{H}_9) - E_{\text{tot}}(\text{F}_{n-m}\text{Si}_3\text{H}_9) - E_{\text{tot}}(\text{SiF}_m)]. \quad (4)$$

Энергия образования поверхностной вакансии в идеальном кластере Si_4H_9 для нашей модели составляет 7.47 эВ. Релаксация поверхностного атома кремния в кластере Si_4H_9 дает выигрыш энергии в 0.13 эВ. С учетом этой энергии релаксации можно оценить энергию образования поверхностной релаксированной вакансии на Si(111) как 7.20 эВ. Эту величину мы использовали в формуле (4). В качестве энергий адсорбции одного и двух атомов фтора на поверхностной вакансии взяты соответственно значения 5.26 и 10.43 эВ, рассчитанные для случая адсорбции на идеальной вакансии.

Отметим, что в случае распада поверхностного комплекса SiF_3 оказывается выгоднее десорбция не SiF_3 , а молекулы SiF_2 . Полученные значения E_d соответствуют преимущественному вылету молекул SiF_2 и SiF_4 , что в общем-то согласуется с тем, что именно эти молекулы наблюдаются в продуктах травления [3], хотя, например, в работе [15] наличие в продуктах травления Si(111) молекул SiF_2 при низких температурах объясняется распадом в газовой фазе молекул Si_2F_6 , которые, как предполагается, вместе с SiF_4 преимущественно десорбируются при травлении.

Проведенные нами расчеты относятся лишь к части процессов травления, так как рассмотрен лишь случай десорбции первого поверхностного слоя на Si(111). Удаление атомов кремния второго слоя связано с процессами адсорбции и десорбции на вакансии в поверхностном слое Si(111). При полном удалении первого слоя мы должны рассматривать взаимодействие фтора с поверхностью Si(III). Для адекватного описания заключительного этапа процесса травления существенным является последовательный учет кинетики десорбции продуктов травления, а также необходимо в рамках нашей модели увеличение размера рассматриваемого кластера.

Кроме случая взаимодействия атомарного фтора с поверхностью, мы провели расчеты 1-центральной адсорбции молекулы фтора на идеальном кластере Si_4H_9 , а также адсорбции этой молекулы на уже фторированной поверхности Si(111), моделируемой кластерами FSi_4H_9 и $\text{F}_3\text{Si}_4\text{H}_9$. Во всех рассмотренных случаях наблюдается безбарьерная диссоциация молекулы с захватом образующихся атомов фтора в соответствующие энергетические минимумы потенциальной поверхности.

В заключение авторы выражают благодарность С. М. Репинскому и М. Р. Бакланову за неоднократные полезные дискуссии и обсуждение полученных результатов.

- [1] М. Р. Бакланов. Современные проблемы физической химии поверхности полупроводников, 177 Новосибирск (1988).
- [2] F. R. McFeely, J. F. Morar, N. D. Shinn, G. Langren, F. J. Hipfel. *Phys. Rev. B*, **30**, 764 (1984)
- [3] J. R. Engstrom, M. M. Nelson, T. Engel. *Surf. Sci.*, **215**, 437 (1989).
- [4] M. Seel, P. S. Bagus. *Phys. Rev. B*, **28**, 2023 (1983).
- [5] C. G. van de Walle, F. R. McFeely, S. T. Pantelides. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 1867 (1988)
- [6] B. J. Garrison, W. A. Goddard III. *Phys. Rev. B*, **36**, 9805 (1987).
- [7] G. W. Trucks, K. Raghavachari, G. S. Higashi, V. J. Chabal. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 504 (1990)
- [8] R. C. Bingham, M. J. S. Dewar, D. H. Lo. *J. Amer. Chem. Soc.*, **97**, 1285 (1975).
- [9] Молекулярные постоянные неорганических соединений (под ред. К. С. Краснова). Л. (1979)
- [10] S. P. Karna, F. Grein. *J. Mol. Spectr.*, **122**, 28 (1987).
- [11] R. J. Shul, T. R. Hayes, R. C. Wetzel, F. A. Baiocchi, R. S. Freund. *J. Chem. Phys.*, **89**, 4042 (1988).
- [12] А. А. Радциг, Б. М. Смирнов. Справочник по атомной и молекулярной физике. М. (1980).
- [13] T. R. Hayes, R. J. Shul, F. A. Baiocchi, R. C. Wetzel, R. S. Freund. *J. Chem. Phys.*, **89**, 4035 (1988).
- [14] Н. М. Клименко, А. С. Зюбин, О. П. Чаркин. *Журн. структур. химии*, **18**, 348 (1977).
- [15] H. F. Winters, I. C. Plumb. *J. Vac. Sci. Techn. B*, **9**, 197 (1991).

Редактор В. В. Чалдышев
