

УДК 621.315.592

Кремний-германиевые наноструктуры с квантовыми точками: механизмы образования и электрические свойства

Обзор

© О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов,
А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер*

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

* Исследовательский центр,
Юлих, Германия

(Получен 17 апреля 2000 г. Принят к печати 10 мая 2000 г.)

На основе анализа публикаций последних лет для системы Ge-на-Si приводятся устоявшиеся представления о механизмах образования германиевых островков нанометровых размеров. Упругие деформации в эпитаксиальных пленках и трехмерных островках Ge на Si являются ключевым фактором, обуславливающим не только морфологический переход (планарная пленка)–(островковая пленка) (механизм Странского–Крастанова), но и влияют на последующие этапы эволюции островков, включая их форму, размер и пространственное распределение. Во многих случаях этот фактор существенно модифицирует классические механизмы фазообразования и их последовательность вплоть до квазиравновесного сосуществования трехмерных наноструктур Ge на поверхности подложки Si. Обсуждаются пути улучшения степени упорядочения наноструктур и достижения предельно малых размеров и большой плотности их распределения по площади. В работе приводятся литературные данные по поглощению света в многослойных системах Ge–Si с квантовыми точками, свидетельствующие об аномально большом сечении внутризонного поглощения, что делает представляемый класс наноструктур перспективным для создания фотоприемников инфракрасного диапазона. Представлены оригинальные исследования электрических и оптических свойств гетероструктур с квантовыми точками Ge, синтезированных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si.

1. Введение

Наноструктуры на основе германия-на-кремнии, несмотря на разницу параметров решеток в 4%, привлекают внимание технологов ввиду больших успехов в создании новых перспективных приборов с использованием квантовых эффектов. Появляются светоизлучающие и фотоприемные кремний-германиевые устройства, позволяющие кремниевой технологии успешно конкурировать с традиционно оптоэлектронными материалами, такими как соединения III–V [1–5]. В последние несколько лет наметились перспективы использования полупроводниковых материалов на основе германия и кремния, содержащих кластеры Ge нанометровых размеров (квантовые точки), ”встроенные” в матрицу Si. Интерес к нанокластерам Ge и Si связан с рядом следующих обстоятельств: 1) успехи в разработке технологии получения достаточно однородного по размеру массива нанокластеров Ge; 2) размеры нанокластеров удалось уменьшить до значений, обеспечивающих проявление эффектов размерного квантования и электрон-электронного взаимодействия вплоть до комнатной температуры; 3) совместимость разработанных методов с существующей кремниевой технологией изготовления дискретных приборов и схем. Такие разработки, считавшиеся до последнего времени экзотическими, могут привести к настоящей революции в кремниевой интегральной технологии.

О возрастании интереса к изучению низкоразмерных гетероструктур свидетельствует постоянный рост числа публикаций по этой теме в мировой научной печати. На рис. 1 представлены гистограммы числа публикаций в год, содержащих ключевые слова ”квантовые ямы” и ”квантовые точки”. В последнем случае наблюдается непрерывное увеличение количества публикаций. С 1992 года начинают происходить изменения в технологии получения структур с квантовыми точками. До этого времени основным способом создания таких структур была фотолитография, с присущим этому методу ограничением в минимальных размерах. Проявление эффекта упорядочения в массивах островков нанометровых размеров в гетеросистемах Ge–Si и InAs–GaAs позволило получать бездефектные квантовые точки предельно малых размеров (10–100 нм) с плотностью $10^{10}–10^{11} \text{ см}^{-2}$ и привело к более четкому проявлению атомноподобных характеристик в электронных и оптических спектрах этих объектов. Развитие работ в этом направлении иллюстрирует рис. 2, на котором представлены гистограммы количества публикаций по годам для гетеросистемы Ge–Si. Именно в этой системе для выявления одноэлектронных эффектов впервые были использованы массивы островков [6]. В дальнейшем большая часть работ по исследованию электронных свойств квантовых точек выполнялась на основе соединений III–V. Это обусловлено несколькими факторами: а) успехи в развитии технологии гетероэпитаксии соединений III–V;

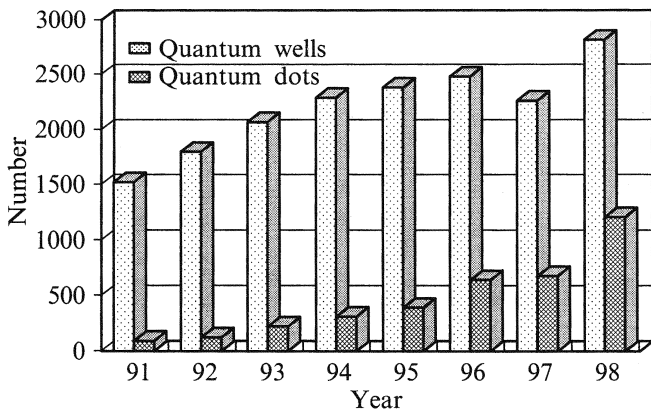


Рис. 1. Количество публикаций в год по данным Materials Science Citation Index (MSCI) за 1990–1998 гг. Выборка по ключевым словам "quantum wells" и "quantum dots".

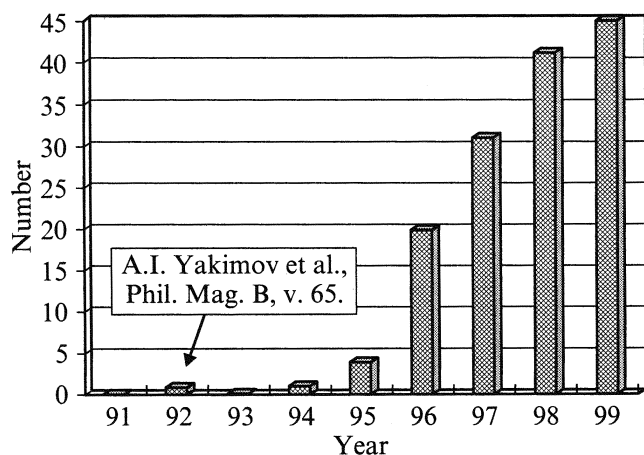


Рис. 2. Выборка (из комплекса "quantum dots", рис. 1) работ, посвященных изучению островкового роста Ge (GeSi) на Si, а также свойств этих объектов (1999 г.—данные за 10 месяцев, поиск по основным журналам).

б) возможность создания гетероструктур I типа (разрывы в зоне проводимости и в валентной зоне имеют противоположные знаки), что важно для оптических свойств систем; в) малая величина эффективной массы носителей, что обеспечивало проявление эффектов размерного квантования при относительно больших размерах островков. Первые исследования по квантовым точкам на основе соединений III–V были проведены авторами работ [7,8] на структурах InAs–GaAs.

На примере гетеросистемы германий-на-кремнии давно изучается переход от послойного роста пленки к образованию трехмерных (3D) островков (механизм Странского–Крастанова). Для этой гетеросистемы первой публикацией, в которой сообщается о наблюдении образования псевдоморфных полосок германия (теперь называемых квантовыми нитями), повторяющих очертания ступеней, и островков нанометровых размеров (ныне — квантовых точек), является, по-видимому, ра-

бота [9], выполненная в ИФП СО РАН еще в 1974 году. При относительно низких температурах синтеза такие островки не содержат дислокаций несоответствия (ДН) даже после существенного превышения ими критических толщин, что наиболее ярко было показано в работах Eaglesham, Cerullo на Ge–Si [10] и Guha et al. на InGaAs–GaAs [11]. Именно после этих публикаций начался бурный рост исследований механизмов образования напряженных островков и особенностей их упорядочения, так как появилась возможность создавать массивы бездефектных (без ДН) 3D объектов нанометровых размеров, имеющих практическое применение в нанoeлектронике.

Цель нашей работы — анализ развития и современного состояния представлений о механизмах упорядочения ансамблей квантовых точек при гетероэпитаксии. Этому вопросу уже был посвящен ряд обзорных работ [12–14]. Однако мы, не претендуя на полноту обзора по всем гетеросистемам, предприняли попытку отметить устоявшиеся представления для системы Ge-на-Si и дополнить их анализом новейших данных с привлечением полученных нами экспериментальных результатов по синтезу и исследованию электронных и оптических свойств гетеросистемы Ge–Si с квантовыми точками.

В следующем разделе рассмотрены движущие силы и основные механизмы эволюции и упорядочения нанобъектов в гетеросистемах с большим несоответствием параметров решеток при молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и термообработках. В разд. 3 дан анализ экспериментальных наблюдений кластерообразования и самоорганизации наноструктур Ge–Si на поверхности кремния, а также обсуждаются возможные пути улучшения упорядочения, уменьшения размеров и увеличения плотности германиевых квантовых точек. В разд. 4 обобщаются оригинальные результаты наших работ по исследованию электронных и оптических свойств гетероструктур и многослойных композиций с квантовыми точками Ge.

2. Фундаментальные предпосылки

В формировании объемных (3D) островков можно выделить стадии зарождения и их дальнейшего развития. Основные закономерности зарождения островков в эпитаксиальной гетеросистеме определяются балансом поверхностных энергий пленки и подложки, а также энергии границы раздела пленка–подложка и внутренней энергии объема островка. Свободная энергия вновь образованного зародыша на поверхности подложки может быть выражена в виде трех составляющих [15]:

$$\Delta G = -V\Delta\mu + \gamma s + E_i(V, h/l).$$

Здесь первый член — работа образования нового зародыша объема V , $\Delta\mu$ — термодинамическая движущая сила кристаллизации — пересыщение; второй член — работа,

необходимая для создания дополнительной поверхности s , γ — поверхностная энергия зародыша. Третий член представляет дополнительную энергию, возникающую из-за упругой деформации зародыша. Если два первых члена этого выражения представляют классический вариант теории зарождения (см., например, [16]), то последний член появляется только в случае выращивания напряженных пленок. При больших рассогласованиях решетки, таких как в системе Ge–Si, величина этой дополнительной энергии зависит не только от объема зародыша, но и его формы, т.е. величины h/l (отношение высоты к поперечному размеру зародыша), и является существенной при переходе $2D$ – $3D$. Вклад этого члена по расчетам Müller, Kern [15] выглядит как быстро спадающая функция h/l . Чем больше выражена трехмерность напряженного зародыша, тем заметнее вклад упругой релаксации (уменьшения деформаций в наиболее удаленных от подложки его частях), тем меньше дополнительный вклад энергии напряжений в его свободную энергию. Поверхностная энергия системы (пленка Ge (и островок Ge))–(подложка Si) также зависит от толщины покрытия Ge (и формы островка Ge) [15,17]. В настоящее время считается общепринятым положение о том, что ключевым фактором перехода от двумерно-слоевого к трехмерному островковому росту псевдоморфных пленок является энергетический выигрыш из-за уменьшения напряжений в $3D$ островках путем их упругой релаксации. (В случае гомоэпитаксии на достаточно чистой поверхности практически для всех полупроводников объемные островки не образуются, а рост пленок идет либо за счет движения ступеней (ступенчато-слоевой рост), либо путем формирования и срастания двумерных островков). Как будет видно из дальнейшего, напряжения также играют существенную роль в развитии $3D$ островков и распределении их по размерам.

Определяющую роль упругой релаксации напряжений, приводящей к морфологической нестабильности поверхности пленок, была показана Asaro, Tiller (1972 г.) [18] и Гринфельдом (1986 г.) [19]. Основное положение данной модели — шероховатая поверхность напряженного слоя имеет меньшую суммарную энергию (энергия напряжений плюс поверхностная энергия) вследствие упругой релаксации напряжений в вершинах выступов. Увеличение поверхностной энергии из-за возрастания площади шероховатой поверхности является фактором, противодействующим развитию рельефа пленки, однако, как показано в работе [19], этот фактор только частично уменьшает энергетический выигрыш за счет релаксации. Чем больше рассогласование параметров решетки пленки и подложки, тем при меньшей толщине псевдоморфной пленки теряется ее морфологическая стабильность. Образование островков является крайним проявлением морфологической неустойчивости напряженных пленок и обычно наблюдается в системах с большим рассогласованием параметра решеток пленки и подложки ($\varepsilon > 2\%$), типичными представителями которых явля-

ются Ge–Si и InAs–GaAs. Если поверхностную энергию новой фазы каким-либо способом уменьшить, потеря морфологической стабильности напряженной пленки возможна и при малых рассогласованиях. Так, в условиях контакта напряженной пленки с жидкой фазой, при котором поверхностная энергия пленки существенно меньше, чем поверхностная энергия границы раздела пленка–вакуум (или пар), наблюдается образование островков в системе $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{-Si}(001)$ при малых рассогласованиях: $x \approx 0.05$ ($\varepsilon \approx 0.2\%$) [20]. Такие же малые величины упругих деформаций привели к ветвлению формы островковой пленки в системе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}(111)\text{A}$, также сформированной в контакте с жидкой фазой, и разбиению ее на отдельные островки микронных размеров [21]. (Данная работа — единственный пример наблюдения образования бездислокационных островков на подложке с ориентацией (111), превышающих критическую толщину введения ДН, и, по-видимому, этот результат является следствием уменьшения поверхностной энергии пленки, контактирующей с жидкой фазой).

В соответствии с классическими представлениями (см., например, [22]) процесс образования новой фазы включает такие основные стадии, как зарождение центров новой фазы, их независимый рост и, наконец, развитие этих центров во взаимодействии друг с другом — так называемое оствальдовское созревание (ОС). Это явление отражает позднюю стадию развития зародышей новой фазы во времени. Если цель исследований — получение островковой пленки (как в рассматриваемом случае), то этап ОС может явиться основным, определяющим форму распределения островков по размерам. Поэтому в литературе уделяется заметное внимание применимости модели ОС для анализа процессов самоорганизации квантово-размерных кластеров в системе Ge–Si (и других).

Первая всесторонняя теория ОС для образования кластеров (зерен) в объеме пересыщенных твердых растворов была разработана Лившицем и Слёзовым [23]. Позднее она была модифицирована применительно к поверхности Chakraverty [24]. В последнее время эта теория широко используется для объяснения процессов, наблюдаемых на поверхности полупроводников с помощью современной высокоразрешающей техники (см., например, [25–29]). В соответствии с этой моделью поздняя стадия развития (созревания) кластеров определяется взаимодействием зародышей, находящихся внутри пересыщенного "моря" адатомов, через эффект Гиббса–Томсона (равновесное давление паров над криволинейной поверхностью зародыша должно быть выше). Островки малых размеров из-за более криволинейной поверхности (или основания кластера) уменьшаются и пропадают, а большие островки растут. Характерным признаком механизма ОС является непрерывное увеличение во времени среднего размера островка и рост уширения ненормализованного распределения островков по размерам.

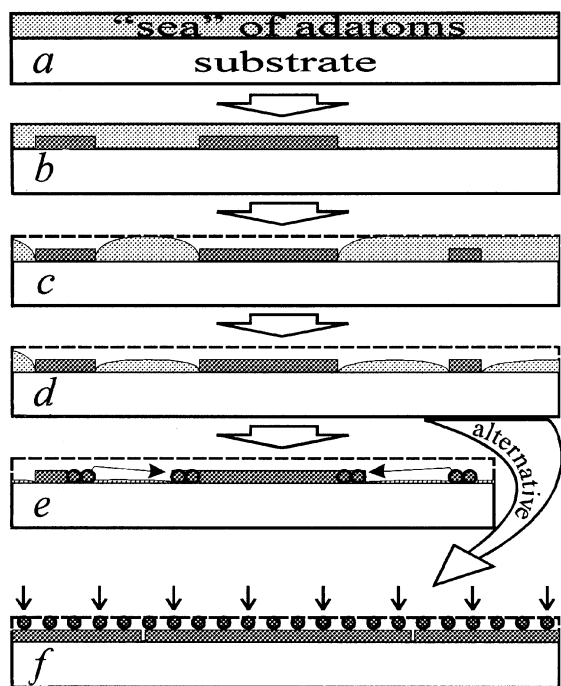


Рис. 3. Схема зарождения и формирования нового монослоя в классическом представлении по Кукушкину и Осипову [22] применительно к молекулярной эпитаксии (например, кремний-на-кремнии). Подробности в тексте.

Эксперименты по наблюдению за развитием двумерных островков Si на поверхности Si(100) хорошо согласуются с выводами модели ОС (см., например, [26]). На рис. 3 схематично представлено зарождение и формирование нового эпитаксиального монослоя в классическом представлении трех этапов [22]. В начальном состоянии (позиция *a*) на поверхности подложки находится пересыщенный адсорбат атомов Si ("море" адатомов) и на первом этапе происходит зарождение 2D-центров (позиция *b*). Далее, наступает второй этап — этап независимого роста центров — (позиция *c*), в процессе которого происходит снижение пересыщения вокруг центров, но последние еще не взаимодействуют, так как их диффузионные поля "питания" еще не перекрываются. Поэтому зарождение новых центров в местах, удаленных от уже образовавшихся островков, продолжается (позиция *c*, центр справа). После того как диффузионные поля перекрываются (позиция *d*) и пересыщение между островками снижается, вероятность появления новых центров падает, наступает третий этап — этап коррелированного роста островков или остальдовского созревания. Взаимодействие островков по Кукушкину и Осипову осуществляется через "обобщенное самосогласованное диффузионное поле" [22] (в данном случае это адсорбат атомов Si). Большие островки растут, малые исчезают (позиция *e*). Этот этап может продолжаться в течение длительного отрезка времени, если система замкнута, а количество адатомов меньше 1 монослоя [26]. Распре-

деление островков по размерам является воспроизводимой функцией, существенно зависящей от ориентации подложки (см., например, [30]). В случае непрерывной подачи атомов на поверхность (открытая система) островки разрастаются до соприкосновения и образуется сплошной монослой (позиция *f*).

В работе [23] по созреванию зерен Лившиц и Слёзов утверждали, в частности, что упругие деформации в зернах могут быть учтены и не изменяют по существу вида конечных распределений, так как являются фактором 2-го порядка. Действительно, в трехмерном случае, рассматривавшемся Лившицем и Слёзовым, напряжения в 3D зернах нового материала могут быть учтены как добавка к свободной энергии кластера, влияющая на скорость его зарождения и роста. Такой подход был применен Drucker [31] для расчетов развития двумерных островков на поверхности подложки при ОС. Однако исследования последних лет показали, что упругие деформации в эпитаксиальных пленках и возникающих 3D островках являются ключевым и многозначным фактором, в большинстве случаев кардинально изменяющим картину классических механизмов фазообразования. Так, в случае роста Ge-на-Si и InAs-на-GaAs именно наличие этих деформаций приводит к переходу от послойного роста к образованию 3D кластеров на поверхности подстилающего слоя германия (или InAs), т.е. реализации механизма Странского–Крастанова. Существенная неоднородность упругой релаксации островка по его высоте приводит к зависимости энергетического выигрыша от формы островка. Появляются несколько дискретных энергетически наиболее выгодных форм ("hut", "dome", "superdome"). Упругие искажения в прилегающей области подложки по периферии кластера возрастают с увеличением размеров последнего, что изменяет закономерности присоединения адатомов к кластеру, уменьшая его скорость роста [32–34]. Считается, что появление и увеличение связанного с этим барьера — одна из главных причин, сужающих распределение островков по размерам по сравнению с предсказаниями теории ОС (см., например, [33]). При некоторых условиях роль упругих деформаций и их релаксации в островках становится доминирующей вплоть до установления квазиравновесного состояния, при котором ансамбль островков неизменен во времени как по форме, так и по их распределению по размерам и, соответственно, не описывается закономерностями модели ОС [29,35–40].

На рис. 4 схематично показаны основные этапы образования ансамбля напряженных островков и их отличия от классического варианта. Так же, как и ранее на рис. 3, в начальном состоянии (*a*) на поверхности имеется пересыщенный адсорбат, но теперь он образовался на поверхности подстилающего (смачивающего) слоя напыляемого материала (Ge). Зарождение 3D hut-кластеров (позиция *b*) обусловлено релаксацией упругих деформаций (1-е отличие от классики). Далее (позиция *c*) появляются две выделенные формы: *hut* и *dome*. Энергетическая выгодность первой и второй форм зависит от их объема,

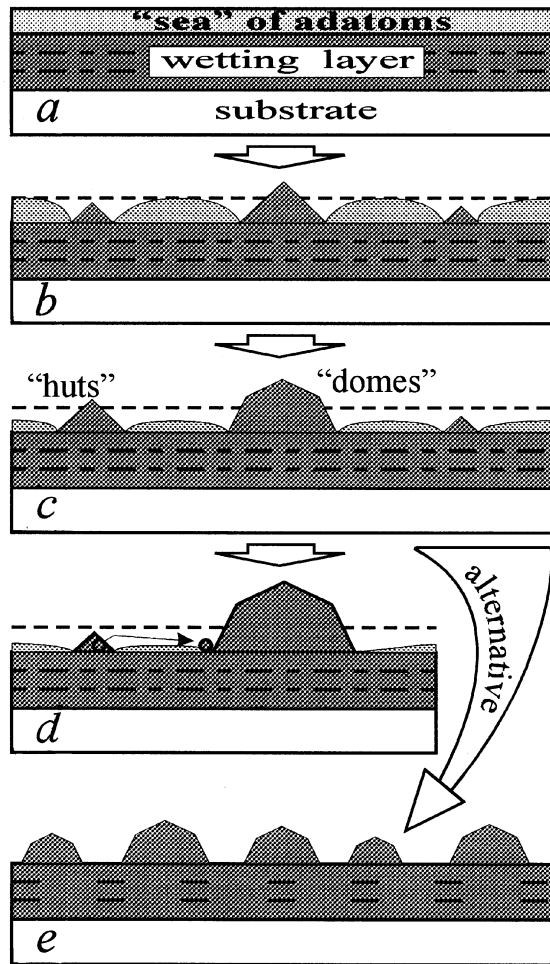


Рис. 4. Стадии формирования трехмерных островков в системе Ge–Si (001). Схема. Подробности в тексте.

но при определенных условиях возможно их сосуществование [35,36] (2-е отличие от классики). Наблюдался переток атомов к более энергетически выгодной форме [41] (позиция *d*) и тогда можно говорить о реализации модели ОС (малые островки исчезают в пользу больших), при этом, однако, нет непрерывного распределения по размерам островков, а наблюдается бимодальность в распределении [36,41]; в работах [38,40,42] наблюдался обратный переход от формы *dome* к форме *hut* (3-е отличие от классики). Возможно квазиравновесное состояние системы, при котором размеры и форма кластеров практически не изменяются во времени при отсутствии внешнего потока [39] (позиция *e*) (4-е отличие от классики). Chiu [43] теоретически показал, что вероятность стабильного состояния ансамбля островков возрастает с увеличением анизотропии поверхностной энергии (ее возрастанием на фасеточных гранях островков). При определенных условиях (близкое расположение островков) теоретически обосновано взаимодействие кластеров через перекрывающиеся поля упругих деформаций в подложке [44,45], что может способствовать упорядо-

чению пространственного распределения островков на поверхности (5-е отличие от классики). Учет упругого взаимодействия через подложку в системе островков GeSi-на-Si позволил более адекватно описать результаты эксперимента [46].

3. Рост и особенности упорядочения ансамблей нанокластеров Ge

3.1. Морфологические перестройки

В гетеросистемах Ge–Si экспериментально наблюдают несколько стадий эволюции островков в процессе увеличения эффективной толщины пленки. Эти стадии различны для подложек с ориентацией поверхности (001) и (111). С точки зрения создания квантовых объектов поверхность (001) является уникальной, потому что только на ней были обнаружены компактные трехмерные бездислокационные островки размером 10–100 нм (рис. 5). Появление таких островков наблюдается после образования сплошной пленки Ge, сверхструктурные домены которой хорошо различаются между островками на рис. 5. Начало образования 3D кластеров сопровождается возникновением на картинах дифракции быстрых электронов (ДБЭ) тяжелой, сформированных рассеянием электронов на гранях {105}. Благодаря своей форме такие островки получили название *hut*-кластеры [47]. С ростом средней толщины пленки в дополнение к граням {105} картины ДБЭ показывают появление граней {113} и {102}. (Следует отметить, что первая работа, в которой методом ДБЭ были выявлены именно эти грани островков Ge на поверхности Si(001), была выполнена в ИФП СО РАН еще в 1987 г. [48]). Эта стадия роста характеризуется как формирование *dome*-кластеров. Переход от *hut*-кластеров размером в основании 15–20 нм к *dome*-кластерам (средние размеры 50–100 нм) сопровождается увеличением степени релаксации механических напряжений. По данным Flojo et al. [49], материал в кластерах типа *hut* упруго релаксирован в среднем на 20%, тогда как в островках типа *dome* из-за большего отношения высоты к основанию релаксация составляет более чем 50%, при этом островки остаются по-прежнему когерентно сопряженными с подложкой. Как показывают многочисленные экспериментальные наблюдения, последней стадией развития морфологии и структуры островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ -на-Si (001) и (111) является образование трехмерных пластически деформированных островков с ДН в границе раздела с подложкой, сопровождающееся быстрым увеличением их размеров (см., например, [50–52]).

3.2. Эффекты упорядочения

Процесс упорядочения вызывает появление в системе островков предпочтительных значений их характеристик: размеров, формы, расстояний между островками и их взаимного расположения. Это является результатом

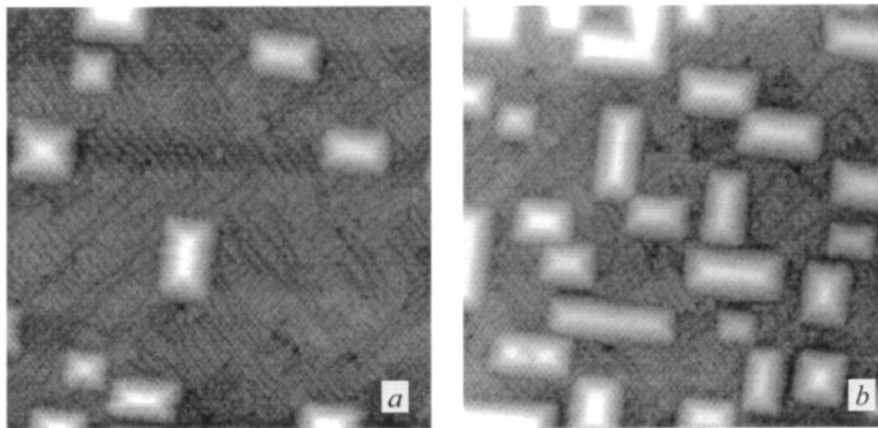


Рис. 5. STM-изображения *hut*-кластеров на поверхности (001) Si с подслоем Ge толщиной d_{eff} , монослой (МС): *a* — 4.6, *b* — 8; $T_p = 300^\circ\text{C}$. Сторона кадра — 160 нм. STM (*scanning tunneling microscopy*) — метод растровой туннельной микроскопии.

минимизации суммарной свободной энергии системы. Наличие избранных характеристик должно проявляться в спектрах рассеяния и дифракции электронов и рентгеновских лучей при взаимодействии с поверхностью, содержащей наноструктуры, а также в электронных и оптических спектрах.

Распределению островков Ge по размерам в литературе уделяется большое внимание, так как этот параметр системы квантовых точек чрезвычайно важен для практических применений. Типичные распределения по размерам островков и диапазон нормализованных среднеквадратичных отклонений, $\sigma/\langle l \rangle$ ($\langle l \rangle$ — средний арифметический размер), характеризующих уширение распределений, схематически представлены на рис. 6. По данным [29], более узкие распределения наблюдаются для островков типа *dome* со средними размерами 50–100 нм. (В этой работе островки Ge выращивались методом химического осаждения в атмосфере водорода, который влияет на подвижность адатомов Ge). Более узкие распределения для *dome*-кластеров объясняются тем, что рост упругой деформации в подложке и в основании кластера с увеличением размера последнего уменьшает скорость его роста (в противоположность развитию кластеров по механизму оствальдовского созревания). Для *hut*-кластеров, получаемых методом МЛЭ [34], обнаружена аналогичная закономерность: скорость роста *hut*-кластера Ge уменьшалась с ростом его размера (более подробно этот эффект исследован в работе [34]). Это приводит к заметному сужению распределения островков по размерам. Оценка уширения распределений *hut*-кластеров Ge, изображенных на рис. 5, дает величину $\sigma/\langle l \rangle \sim 0.2\text{--}0.25$, что заметно меньше, чем для *hut*-кластеров Ge, выращенных в среде водорода [29] (приведены на рис. 6, *a*). Наиболее однородное распределение островков Ge по размерам представлено в работе [53] ($\sigma/\langle l \rangle = 0.032$), и, с разрешения авторов, такие островки демонстрируются на рис. 7, *a*. Столь узкое распределение, по утвержде-

нию авторов, получено благодаря тщательному подбору условий роста.

Среди других возможных путей улучшения однородности размеров островков можно выделить следующие: *a* — использование отклоненных подложек; *b* — специального метода организации одновременного синхронного зарождения кластеров [54]. Обоснование этих путей могут служить следующие известные факты и рассуждения. В работе Goldfarb et al. [27] демонстрируются подробности перехода от 2D к 3D росту и начальные стадии образования *hut*-кластеров. 3D островки появляются в заметно разное время и зарождаются они на несовершенствах 2D слоя Ge, что экспериментально подтверждает устоявшееся мнение о гетерогенном зарождении кластеров. Следовательно, предварительное создание мест, предпочтительных для зарождения кластеров, может явиться полезным приемом для улучшения упорядочения последних. Предварительное упорядочение ступеней на плоскостях, разориентированных от (001), широко используется при создании массивов

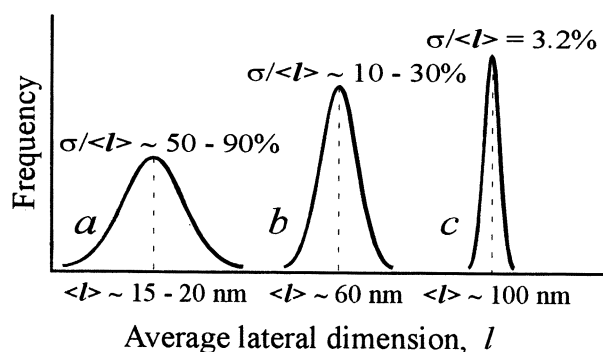


Рис. 6. Характерные среднеквадратичные отклонения ($\sigma/\langle l \rangle$) островков по размерам в системе Ge–Si: *a* — островки типа *hut*, *b* — островки типа *dome* (по данным [29]), *c* — распределение по данным работы Jiang et al. [53]. Распределения представлены схематично.

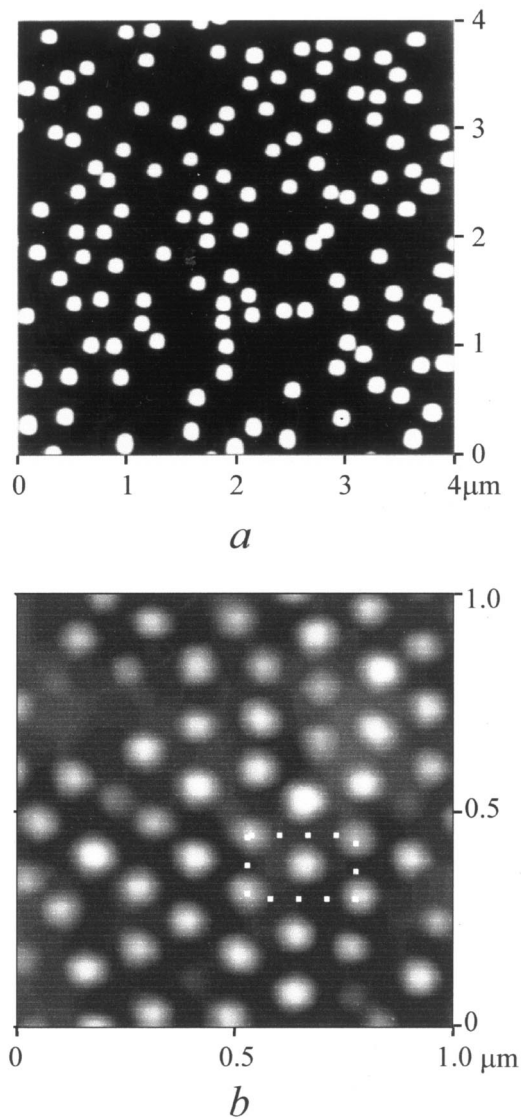


Рис. 7. Островки Ge на поверхности Si: *a* — сингулярная грань Si(001), специально подобранные режимы роста [53], с разрешения авторов; *b* — вицинальная грань Si(001), предварительно выращенная сверхрешетка GeSi/Si [56], с разрешения авторов.

квантовых точек в системе InAs–GaAs (см., например, одну из последних работ Kim et al. [55] и ссылки в ней). При выращивании островков Ge-на-Si такой подход менее распространен, однако в работе [56] для улучшения упорядочения ступеней на 2D стадии роста авторы использовали не только упорядочение ступеней, связанное с отклонением подложки от сингулярного направления, но и улучшили его путем предварительного наращивания многослойной напряженной сверхрешетки GeSi–Si. В результате сообщается о получении островков Ge с однородностью их распределения как по высоте, так и по площади лучше 10% с одновременным существенным пространственным упорядочением (рис. 7, *b*).

По данным Johansson, Seifert [57], ширина распределения островков по размерам (InAs/InP) немонотонно зависит от скорости роста. Распределение становится уже с увеличением скорости, достигая минимума. Затем, при дальнейшем увеличении скорости роста, его ширина начинает вновь возрастать. Такое поведение подтверждает важность одномоментного гетерогенного зарождения. С увеличением скорости роста повышается вероятность зарождения островков в самом начале процесса и вследствие этого островки растут в течение равного времени и имеют близкие размеры. Дальнейшее увеличение скорости роста приводит к тому, что пересыщение адатомов на поверхности становится настолько большим, что новые островки зарождаются непрерывно. Вследствие этого момент зарождения вновь "размазывается" во времени, и распределение островков по размерам становится шире.

Возможно обеспечить почти одномоментное зарождение островков на всей поверхности подложки, создав в первый момент роста значительное пересыщение адатомов германия. Этого можно добиться, например, кратковременным увеличением плотности молекулярного пучка или кратковременным снижением температуры подложки. Эффект синхронизирующего воздействия периодических кратковременных изменений поверхностного

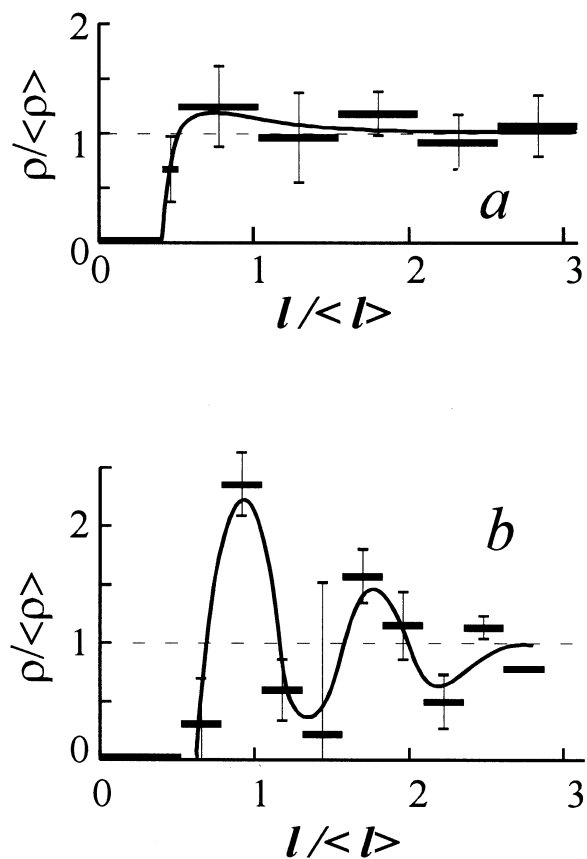


Рис. 8. Радиальные распределения нормализованной плотности островков как функции нормализованного расстояния от произвольно выбранной частицы для микрофотографий (рис. 7, *a* и *b* соответственно).

пересыщения на двумерное зародышеобразование был обнаружен нами ранее при гомоэпитаксии кремния и германия. На основе этого эффекта был обоснован и реализован метод МЛЭ с синхронизацией зародышеобразования [54]. Позже был предложен и теоретически обоснован оптимизированный метод синтеза таких квантово-размерных структур, как вертикальные сверхрешетки, наносистемы из квантовых нитей или точек и т.п. при циклическом изменении пересыщения во время выращивания каждого атомного слоя пленки [58].

Упорядочение по площади — наиболее слабая форма упорядочения, что связано со слабостью взаимодействия островков на начальном этапе их формирования. Поэтому предварительное создание упорядоченных мест для зарождения нанокластеров является основным путем для получения их последующего пространственно-упорядоченного состояния. Этот тезис хорошо подтверждается анализом двух ранее представленных картинок распределения островков Ge на сингулярной (рис. 7, *a*) и вицинальной (рис. 7, *b*) (100) гранях Si. На рис. 8 приведены характеристики пространственного упорядочения, полученные статистической обработкой данных рис. 7: радиальные корреляционные функции, характеризующие вероятность обнаружения кластера на определенном расстоянии от произвольно выбранного островка (рис. 8, *a, b*). Видно, что, несмотря на рекордно малый разброс по размерам островков, сообщаемый в [53], микрофотография которых приведена на рис. 7, *a*, их пространственное распределение практически неупорядочено. Свидетельствами присутствия некоторого упорядочения являются наличие слабо выделенного предпочтительного расстояния между ближайшими соседями, а также отсутствие 3D центров на расстояниях меньше среднего (рис. 8, *a*). Пространственное распределение островков, приведенных на рис. 7, *b* (работа [56]), можно считать наиболее упорядоченным, наблюдавшимся в системе Ge–Si. Форма корреляционной функции на рис. 8, *b* свидетельствует о наличии ближнего порядка в 1-м и 2-м координационных окружениях. Пространственное упорядочение островков возрастает с увеличением покрытия (отношения суммарной площади островков к площади подложки), что обусловлено минимизацией отталкивающих (*repulsive*) сил упругого взаимодействия между соседними островками [46,59]. Поэтому наиболее пространственно упорядоченные массивы островков занимают большую часть площади подложки (см., например, рис. 7, *b*, где островки практически соприкасаются).

В работе [13] было показано, что последовательное наращивание слоев с островками Ge, которые зарастаются материалом, согласованным с подложкой (Si), приводит к улучшению упорядочения островков как по их размерам, так и по площади. Возмущения полей упругой деформации от кластера проникают на разные расстояния в зарастающий слой в зависимости от объема конкретного островка и от их скопления. На поверхности зарастающего слоя создаются места преимущественного зарождения новых островков на следующем

”этаже”. Регулируя толщину зарастающего слоя, можно отфильтровывать влияние слабых островков. Такие исследования были проведены как теоретически, так и экспериментально и можно привести несколько идентичных примеров для системы III–V [14] и Ge–Si [13,60]. Такие многослойные гетероструктуры с квантовыми точками имеют прикладное значение в связи с открывающимися новыми возможностями (например, электронная связь кластеров по вертикали, формирование трехмерных решеток, состоящих из островков–кластеров, часто называемых ”искусственными атомами” [61,62]).

3.3. Размеры и плотность островков: возможности управления

На рис. 9 демонстрируются характерные размеры кластеров GeSi типа ”hut” и типа ”dome”, возрастающие при увеличении содержания кремния в твердом растворе GeSi (построены по данным [29,42,49,63]). Там же на основе работы Obayashi, Shintani [64] приведена теоретическая зависимость периода волнистости поверхности пленки GeSi/Si(100), являющейся результатом упругой релаксации напряженного твердого раствора. С ростом доли Si напряжения в кластере уменьшаются и необходимый выигрыш энергии за счет упругой релаксации островков наступает при их больших размерах. Иссле-

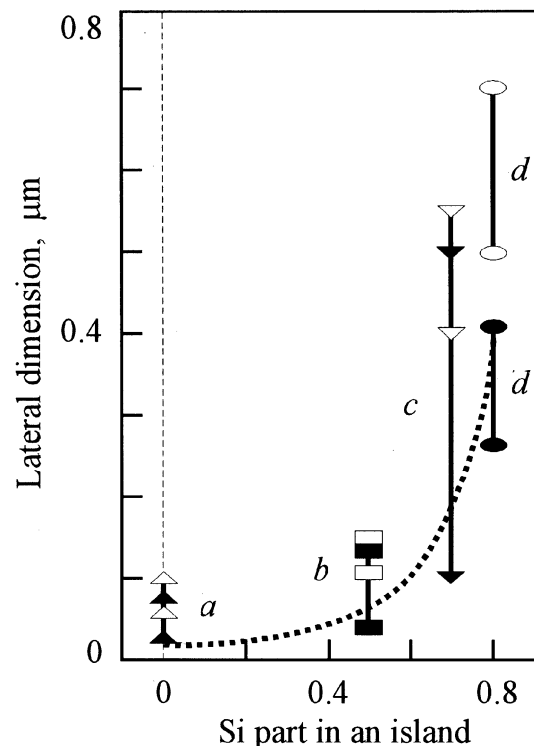


Рис. 9. Схема изменения размеров кластеров типа *hut* и *dome* с ростом доли кремния в островке на основе данных из работ: *a* — Kamins et al. [29], *b* — Востоков и др. [42], *c* — Ross et al. [63], *d* — Floro et al. [49]. Пунктир — расчетный период волнистости поверхности напряженного твердого раствора GeSi по Obayashi, Shintani [64].

дования твердых растворов GeSi с большим содержанием Si весьма удобным для модельных экспериментов, позволяющих легко выяснить основные закономерности формирования островков вследствие их относительности больших размеров [49]. Однако практический интерес исследователей концентрируется на системах с размером наностроек около 10 нм и менее (чистый Ge-на-Si), что в первую очередь связано с их оптическими свойствами. Плотность островков имеет также важное значение, поскольку отклик системы на внешнее воздействие напрямую связан с числом островков, а значит, и с их плотностью. Оба этих параметра (размер и плотность) зависят от таких условий выращивания, как температура подложки и скорость роста. Понижение температуры роста, так же как и увеличение потока Ge, ведет к уменьшению диффузионной длины адатомов Ge на подложке. Соответственно область сбора адатомов для одного островка уменьшается, уменьшаются и его размеры, а плотность возрастает. Abstreiter et al. [65], понизив температуру роста до 550°C и увеличивая поток Ge, закономерно варьировали плотность островков вплоть до 10^{10} см^{-2} . Дальнейшее понижение температуры роста до 300°C позволило существенно повысить плотность нанокластеров Ge до $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [66]. Peng et al. [67], используя сурьму как сурфактант, понижающий поверхностную диффузионную длину адатомов Ge, достигли рекордно высокой на сегодняшний день величины плотности островков $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

3.4. Поверхности Si {001} и {111}: сравнение

подавляющее количество теоретических и экспериментальных работ по изучению образования островков Ge посвящено исследованию этих процессов на поверхности Si(001) вследствие того, что именно эта поверхность является наиболее благоприятной для образования когерентных наностроек большой плотности. Тем не менее проблема влияния ориентации поверхности подложки на процесс формирования островков в напряженной гетероэпитаксиальной пленке остается актуальной и мы в данном параграфе попытаемся кратко отметить особенности, отличающие системы Ge/Si(001) и Ge/Si(111) по способности к морфологической неустойчивости.

При осаждении Ge на поверхности Si(001) после образования смачивающего слоя появляются когерентные (без ДН) *hut*-кластеры (рис. 5), а затем *dome*-кластеры, высота которых существенно превосходит критическую толщину введения ДН [10]. Последние появляются в островках, превышающих по высоте 50 нм [10] (так называемые *superdome* [39]). Таким образом, в системе Ge/Si(001) имеется протяженная область условий существования 3D когерентных островков Ge. 3D островки Ge, образующиеся на Si(111), существенно отличаются по форме, представляя собой трехгранные пирамиды с плоской вершиной (рис. 10) и боковыми гранями {113} [48,68–70], причем даже на начальных стадиях образования наностройки содержат ДН [71,72].

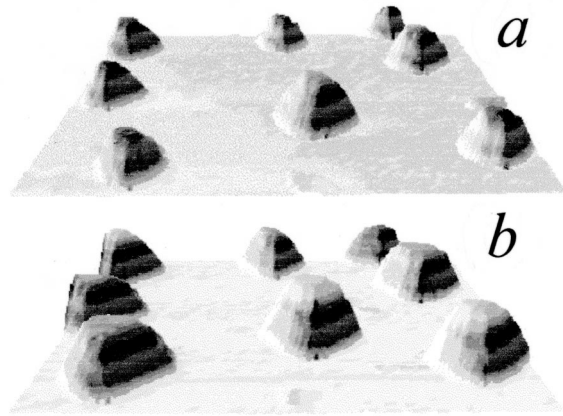


Рис. 10. Перспективное STM-изображение типичных островков Ge после осаждения 4.1 (a) и 6.8 (b) бислоя германия на поверхности (111) кремния; 330×330 нм. Средняя высота островков на рис. b — 8 нм. Подробности в работе [68].

Как было отмечено в разд. 2, морфологическая неустойчивость поверхности напряженного слоя и крайнее ее проявление — образование 3D когерентных островков — развиваются, если выигрыш в свободной энергии системы за счет упругой релаксации напряжений в островках превышает добавку поверхностной энергии за счет увеличения площади поверхности и возникновения фасеточных граней с большей поверхностной энергией. Рассмотрим с этих позиций системы Ge/Si(001) и Ge/Si(111) в сравнении.

Ближайшая к плоскости (100) фасеточная грань как для германия [73,74], так и для кремния [75] — грань (105) и отклонена на 11.3° от плоскости (100). По данным [76], эта грань состоит из террас (100), разделенных ступенями. Образование *hut*-кластеров Ge-на-Si, ограниченных именно поверхностями {105}, обусловлено, по предположению Liu, Wu, Lagally [77], незначительной разницей поверхностных энергий граней {100} и {105}. С другой стороны, грань (113), которой ограничиваются 3D островки Ge на начальном этапе их образования на плоскости (111) Si [68], отклонена от базовой уже на 29.5° . Поверхностная энергия (γ) этой грани была определена экспериментально для Si в работе Eaglesham et al. [78] и она больше в 1.13 раза, чем γ {111}. Те же авторы [78] экспериментально показали, что энергия ступени на поверхности Si(111) в 5 раз больше, чем на поверхности (001), что, по-видимому, является основной причиной, способствующей большей атомарной гладкости поверхности (111) по сравнению с (001) и, соответственно, большей морфологической стабильности этой грани. Verbezier et al. [72] также подчеркивают определяющее влияние повышенной энергии образования ступеней на поверхности (111) по сравнению с (001), приводящее к устойчивости грани (111) по отношению к морфологической неустойчивости. Поэтому 3D островки Ge на поверхности Si(111) представляют собой усеченные пирамиды, верхняя грань которых

остается той же (111), а высота находится в пределах 0.1–0.13 от их поперечных размеров [68]. Можно предположить, что кластеры такой формы существенно менее склонны к релаксации напряжений за счет упругих деформаций по сравнению с кластерами типа *hut* на (001) поверхностях.

Таким образом, формирующиеся на поверхности Si(111) островки Ge должны иметь меньший выигрыш свободной энергии за счет упругой релаксации напряжений по сравнению с *hut*-кластерами на поверхности (001) и больший проигрыш поверхностной энергии за счет большего угла наклона ближайшей фасеточной грани. Добавим к этому сравнению тот факт, что поверхность (111) является плоскостью скольжения дислокаций, а наличие резкой ступеньки (111)–(113) на краю 3D островка приводит к так называемому геометрическому усилению напряжений, понижающему энергетический барьер зарождения ДН. Соответственно такая форма островков является благоприятной для быстрого начала их пластической релаксации [79]. Совокупность рассмотренных факторов, по нашему мнению, и приводит к тому, что в системе Ge–Si(111) область условий существования 3D когерентных островков Ge крайне мала, либо отсутствует вовсе.

3.5. Факторы, влияющие на процесс упорядочения

Ранее отмечалось, что морфология поверхности, на которой формируются 3D островки, играет существенную роль и может использоваться как управляющий фактор, способствующий упорядочению островков как по размерам, так и по их пространственному распределению. Управление параметрами поверхности может быть осуществлено следующими путями:

- использование подложек, отклоненных от поверхности (001), и связанные с этим различные способы упорядочения ступеней, являющихся в дальнейшем шаблонами для зарождения островков [56,80–86];

- использование сурфактантов, модифицирующих поверхностные характеристики (поверхностная энергия, длина диффузии адатомов) как подложки, так и эпитаксиального слоя [67,87–90];

- создание на поверхности подложки микрострессоров, инициирующих зарождение островков в определенных местах [91–93];

- литография: создание окон на подложке, ограничивающих область сбора адатомов в островок и отделяющих островки друг от друга [94,95]. Формирование с помощью фотолитографии фасеточных граней, локализуя места зарождения островков Ge [96,97].

Каждое из этих направлений получило свое развитие, но исследования находятся в стадии активного поиска. Поэтому мы только обращаем внимание читателя на эти направления, не анализируя их подробно.

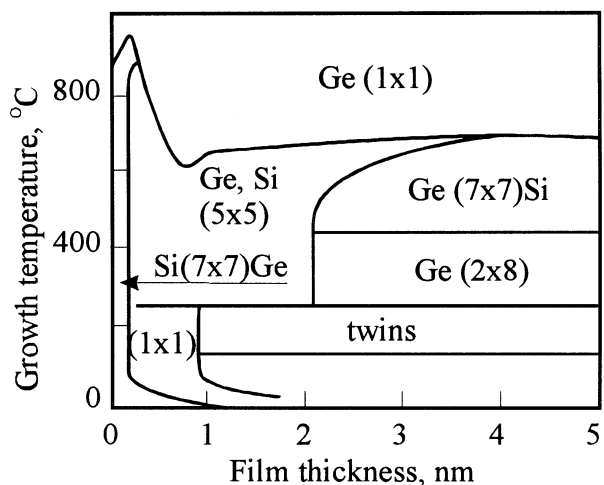


Рис. 11. Кинетическая диаграмма структурных переходов на поверхности пленки в процессе гетероэпитаксии германия на поверхность Si(111)-(7 × 7).

3.6. Контроль *in situ*

Сильная зависимость параметров островков от условий проведения технологического процесса делает необходимым непрерывный мониторинг ситуации на ростовой поверхности подложки. Традиционным методом, пригодным для этого, является дифракция быстрых электронов (ДБЭ). Типичным примером всестороннего изучения поверхности во время гетероэпитаксии является работа [98], в которой методом дифракции электронов на отражение были построены фазовые диаграммы структур, существующих на поверхности во время эпитаксии Ge на подложках Si(111) и Si(001).

На рис. 11 представлен пример такой диаграммы для поверхности Si(111). Две структуры с периодом, кратным 7, наблюдались в процессе эпитаксии Ge-на-Si(111). Это структуры Si(111)-(7 × 7)Ge и Ge(111)-(7 × 7)Si. Здесь первый химический символ указывает на материал, на поверхности которого наблюдалась данная сверхструктура; второй символ — на материал, который стабилизирует данную сверхструктуру. Сверхструктура Si(111)-(7 × 7)Ge формируется при высокой температуре и малом количестве Ge на поверхности Si. Максимальная температура, при которой эта сверхструктура была стабильна в процессе роста пленки, составляла 950°C. По оценке, данной в работе [98], при этой температуре потоки адсорбирующихся и десорбирующихся атомов Ge равны. При дальнейшем увеличении температуры концентрация атомов Ge на поверхности быстро уменьшается.

После достижения пленкой критической толщины введения ДН на поверхности островков Ge формируется сверхструктура Ge(111)-(7 × 7)Si, стабилизируемая атомами Si, диффундирующими из подложки. Этот вывод подтверждается тем фактом, что поверхность пленки Ge, выращенной при температуре меньше 350°C,

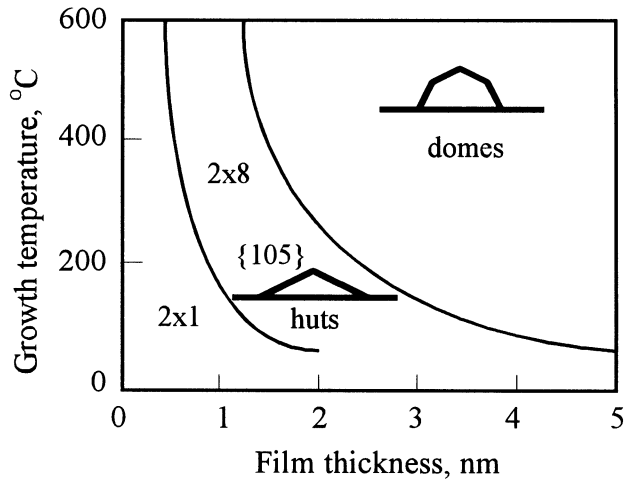


Рис. 12. Кинетическая диаграмма структурных переходов на поверхности пленки в процессе гетероэпитаксии на Si(001)-(2 × 1).

имеет сверхструктуру Ge(111)-(2 × 8), тогда как последующий отжиг пленки при 600–700°C дает Ge(111)-(7 × 7). В дополнение к структурам, описанным ранее, наблюдалась сверхструктура Ge(111)-(5 × 5), обнаруженная нами ранее [99,100]. Ее присутствие связывается с псевдоморфным состоянием пленки Ge. После того как псевдоморфизм срывается, эта сверхструктура превращается либо в Ge(111)-(7 × 7)Si, либо в Ge(111)-(2 × 8). Последняя характеризует атомарно-чистую поверхность (111) объемного Ge. Следовательно, структура (5 × 5) является признаком существования в пленке механических напряжений, релаксация которых может стимулировать формирование островков.

В процессе роста пленки $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на подложках Si(001) на поверхности обычно присутствуют сверхструктуры (2 × 1) и (2 × 8). На основе анализа изменения дифракционных картин в процессе роста Ge-на-Si нами [98] была построена фазовая диаграмма, представленная на рис. 12. После формирования островков обнаруживаются фасетки (рис. 12) с гранями {105}, {118} и {311} [47,101–103]. Соответственно в этом случае признаком формирования островков является появление на картине ДБЭ тяжелой от соответствующих кристаллических граней.

Форма осцилляций зеркального рефлекса картины дифракции электронов, наблюдаемой в процессе роста, является еще более чувствительной к морфологическим перестройкам на поверхности растущей пленки. Сама по себе высокая чувствительность зеркального рефлекса к морфологии обостряется, когда дифракция осуществляется в условиях поверхностного резонанса [104]. В этих случаях появление островков сопровождается резким уменьшением интенсивности зеркального рефлекса, что дает возможность точно определить этот момент.

4. Электронные свойства систем "искусственных атомов"

Исследования электронных свойств структур Ge–Si проводились с помощью электронной туннельной спектроскопии, емкостной спектроскопии, спектроскопии проводимости, изучения прыжковой проводимости и эффекта поля. Гетеропара Ge–Si относится к гетероструктурам второго типа, в которой островки Ge являются потенциальными ямами для дырок. Этим обстоятельством обусловлен выбор типа проводимости исследуемых систем.

4.1. Электрические свойства

4.1.1. *Электронная туннельная спектроскопия.* При совпадении уровня Ферми в эмиттере с разрешенным уровнем носителя в квантовой яме должно наблюдаться резонансное увеличение туннельного тока. Меняя энергию инжектированного носителя путем изменения напряжения, можно получить информацию об энергетическом спектре квантовых точек (КТ). Впервые этот

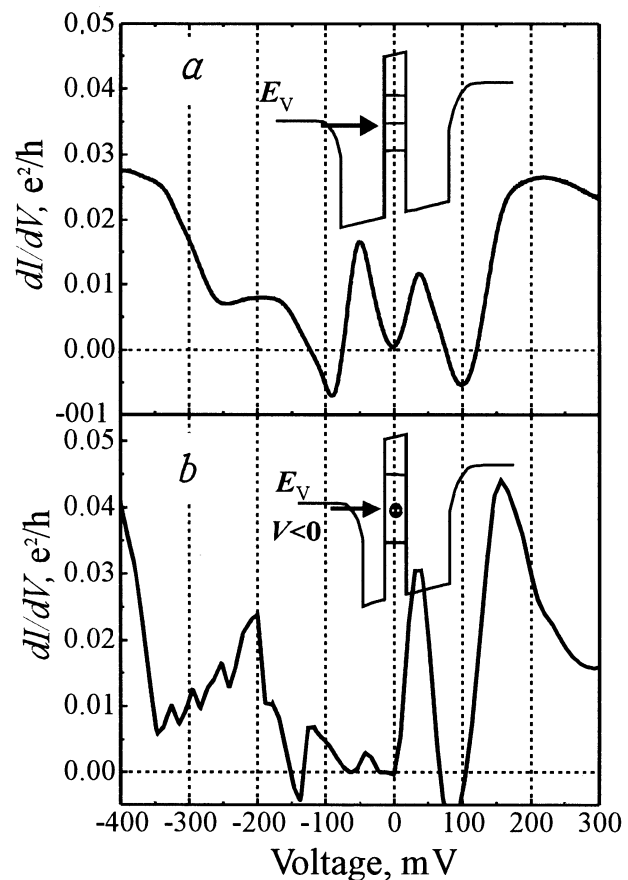


Рис. 13. Зависимость дифференциальной проводимости вертикальных двухбарьерных структур с квантовыми точками Ge от напряжения: *a* — для симметричной структуры (толщина обоих Si барьеров 9 нм), *b* — асимметричной (барьеры толщиной 6 и 9 нм).

метод спектроскопии по отношению к массивам самоорганизующихся КТ был применен в работе [6]. Исследуемая структура представляла собой два параллельных электрода (сильно легированные бором слои $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.7}$), между которыми через туннельные барьеры (прослойки Si) был заключен слой нанокристаллов Ge [105].

Зависимость дифференциальной проводимости от напряжения показана на рис. 13. Верхняя часть рисунка соответствует симметричным кремниевым барьерам (оба толщиной 9 нм). В нижней части приведен спектр проводимости для случая, когда один из барьеров тоньше другого (в данном конкретном случае толщины 9 и 6 нм), причем отрицательная полярность соответствует ситуации, когда носитель (дырка) вначале проходит через тонкий барьер, а затем через толстый. В обоих случаях наблюдаются отчетливые осцилляции туннельной проводимости структур, свидетельствующие о существовании хорошо разрешенного дискретного спектра в островках Ge. Причем осцилляции вблизи нулевого смещения сопровождаются появлением области с отрицательной дифференциальной проводимостью, являющейся характерной чертой резонансного туннелирования. В случае симметричной конфигурации барьеров (верхняя часть рис. 13) осцилляции проводимости почти симметричны относительно нуля и имеют характерный период ~ 150 мВ, что позволяет оценить расстояние между уровнями размерного квантования в островках как $\sim 150/2 = 75$ мВ.

В асимметричной структуре в области отрицательного смещения происходит расщепление пиков проводимости на серию осцилляций с меньшим периодом. При такой полярности напряжения ввиду сильной разницы коэффициентов прохождения левого и правого барьеров происходит накопление дырок в островках, и существенными становятся процессы кулоновских корреляций носителей, обусловленные их взаимодействием. Кулоновское взаимодействие "снимает" вырождение одночастичных уровней размерного квантования, поскольку дырке требуется преодолеть энергию электростатического отталкивания носителей, уже находящихся в КТ. Подобный эффект, наблюдавшийся ранее в туннельных переходах через металлические гранулы в виде ступенчатых вольт-амперных характеристик, получил название "кулоновской лестницы" [106]. Из расстояния между пиками проводимости можно оценить корреляционную энергию дырок в островках: $E_C \approx 35$ мэВ в основном состоянии и $E_C \approx 18$ мэВ в первом возбужденном состоянии.

4.1.2. Емкостная туннельная спектроскопия. В основе емкостной спектроскопии КТ лежит тот факт, что заряд в нуль-мерных системах может изменяться только дискретным образом на величину $\delta Q = eN$, где e — заряд электрона, N — число точек в образце [107]. Внешнее напряжение V_g на управляющем электроде, смещая потенциал в островках по отношению к уровню Ферми в контакте, отделенном от островкового слоя туннельно-прозрачным барьером, стимулирует либо захват носителей из контакта на уровни КТ, либо опустошение этих уровней в зависимости от полярности V_g .

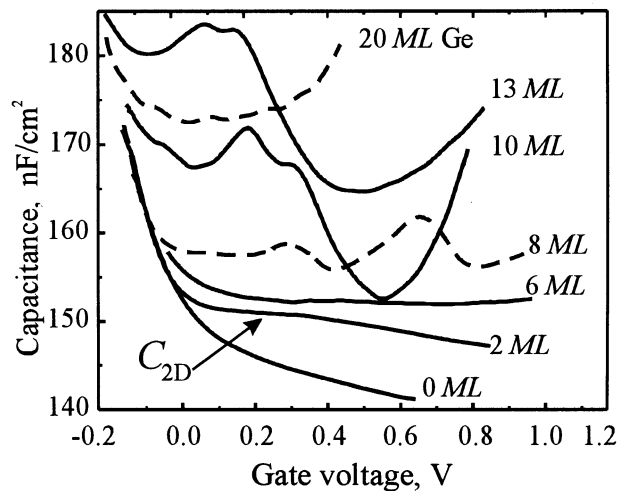


Рис. 14. Вольт-фарадные характеристики гетероструктур Ge-Si (001) с различной эффективной толщиной (d_{eff}) слоя Ge. Температура измерения $T = 300$ К. Цифрами у кривых указана величина d_{eff} в монослоях (ML).

При совпадении уровня Ферми в контакте с энергией связанного состояния в КТ дифференциальная емкость $C(V_g) = dQ/dV_g$ должна иметь пик, свидетельствующий о наличии дискретного уровня энергии. Полная емкость структуры представляет собой сумму двух вкладов: первый обусловлен наличием области пространственного заряда в окружающем островки материале (в данном случае это кремний), второй вклад (C_{QD}) связан с перезарядкой квантовых точек.

В исследованных структурах с барьером Шоттки изменялась эффективная толщина слоя d_{eff} [108]. Структуры представляли следующую последовательность слоев, начиная от подложки: 1) p^+ -подложка кремния с ориентацией (100), служащая нижним электрическим контактом; 2) слой $\text{Si}_{0.5}\text{Ge}_{0.2}$ толщиной $L = 10$ нм, обеспечивающий резкую гетерограницу последующего туннельного барьера Si; 3) туннельно-прозрачный барьер Si, $p = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L = 7$ нм; 4) слой нанокристаллов Ge; 5) блокирующий слой Si, $p = 7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L = 50$ нм; 6) управляющий заполнением островков электрод из Al, формирующий на границе с кремнием барьер Шоттки; площадь алюминиевой площадки составляла $\sim 8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$, по размеру которой вытравливалась цилиндрическая меза-структура на глубину порядка 5 мкм.

Вольт-фарадные ($C-V$) характеристики структур без слоя Ge имели обычный вид для обедненного слоя Si p -типа (рис. 14). В случае $d_{\text{eff}} = 2$ монослоя (МС) на характеристиках появляется плато, характерное для двумерного (2D) газа носителей. В области эффективных толщин Ge $8 \leq d_{\text{eff}} \leq 13$ МС на $C-V$ -кривых появляются пики, расстояние между которыми, их ширина и положение на шкале напряжения (энергетической шкале) зависит от d_{eff} : с ростом d_{eff} пики становятся уже и уменьшается энергетический зазор между ними. Энергетическое расстояние между уровнями, соответствующими двум пикам емкости, находится из соотношения

$\Delta E = \Delta V_g b / L$ [109], где ΔV_g — расстояние между пиками на $C-V$ -характеристике, b — расстояние между КТ и нижним электродом, L — расстояние между верхним и нижним электродами. Расчеты дают $\Delta E = 87$ мэВ (для 8 МС), 36 мэВ (10 МС) и 32 мэВ (13 МС) [108]. Величина $\Delta E = 36$ мэВ для образца с количеством Ge, соответствующим $d_{\text{eff}} = 10$ МС, согласуется с энергией перезарядки КТ (E_C) в основном состоянии, найденной в экспериментах по резонансному туннелированию. Поэтому природа расщепления пиков была объяснена электростатическим кулоновским взаимодействием.

Появление осцилляций емкости связывается с формированием достаточно однородного по размерам массива нанокристаллов Ge, в котором плотность дырочных состояний является δ -образной функцией энергии. При большом количестве осажденного Ge (20 МС) происходит пластическая релаксация упругих деформаций, и формируются крупные (≈ 1000 Å) островки с дислокациями. Это проявляется в исчезновении пиков емкости на вольт-фарадных характеристиках. С появлением дислокаций и пробоем области пространственного заряда, по-видимому, связано и сильное возрастание емкости, сопровождаемое резким увеличением активной части проводимости при толщинах более 20 МС.

Площадь под каждым пиком на $C-V$ -характеристике, деленная на заряд электрона, оказалась равной с хорошей точностью поверхностной концентрации островков Ge ($2n_{\text{QD}} \approx 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Это означает, во-первых, что все островки Ge вовлечены в процесс перезарядки системы, во-вторых, что вырождение по энергии снимается за счет кулоновского взаимодействия.

Экспериментальное подтверждение кулоновской природы расщепления было найдено в измерениях вольт-фарадных характеристик с двумя слоями островков Ge одинакового размера [110]. В этом случае расщепление между пиками, обусловленное кулоновским взаимодействием, увеличивается.

4.1.3. Эффект поля. Изменение проводимости МДП транзисторов, в которых проводящий канал включает слой нанокристаллов Ge, оказалось достаточно информативным для изучения эффектов электронных корреляций и размерного квантования [111]. Последовательное заполнение островков носителями осуществлялось приложением потенциала к затвору транзистора. При используемых плотностях островков Ge ($\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) существенными становятся туннельные переходы между состояниями, локализованными в различных островках. Вероятность "перескоков" дырки между квантовыми точками определяется: а) перекрытием волновых функций заполненного и незанятого состояния и б) степенью заполнения данной дырочной оболочки. Если соответствующий уровень заполнен точно половиной, то проводимость должна быть максимальна, а энергия активации переходов должна определяться электростатической энергией взаимодействия данной дырки со всеми зарядами в нанокристаллах. При полном заполнении уровня носитель в процессе туннелирования вынужден переходить на возбужденные состояния следующей

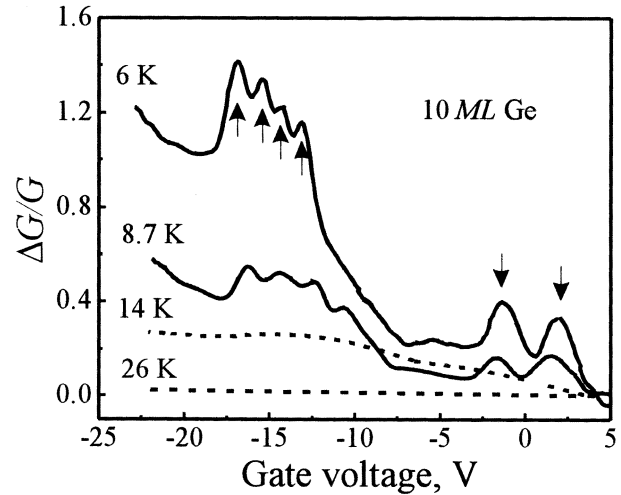


Рис. 15. Относительное изменение проводимости канала полевого транзистора, содержащего 10^9 квантовых точек, как функция напряжения на затворе (эффект поля) при различных температурах.

оболочки. При этом энергия активации возрастает на величину, равную энергии размерного квантования, а проводимость уменьшается. При дальнейшем заполнении возбужденного состояния энергия активации, требуемая для помещения носителя на данный уровень в других точках, уменьшается и снова начинает определяться электрон-электронным взаимодействием, что приводит к росту величины прыжковой проводимости и так далее. Таким образом, величина прыжковой проводимости при фиксированной температуре, а также энергия активации проводимости должны осциллировать при изменении затворного напряжения, отражая тем самым структуру спектра состояний. Такие осцилляции присущи лишь нуль-мерным системам, в которых электронный спектр носит дискретный (атомоподобный) характер.

Осцилляции прыжковой проводимости в условиях эффекта поля были обнаружены в МДП транзисторах с эффективной толщиной Ge более 6 МС и содержащих до 10^9 островков Ge [111]. Подложкой служила высокоомная пластина Si n -типа. В области низких температур ($T < 9$ К) на зависимостях проводимости канала от затворного напряжения были обнаружены осцилляции, соответствующие заполнению основного и возбужденного состояний в КТ (рис. 15).

В МДП транзисторе со слоем КТ, сформированном на структуре кремний-на-изоляторе (SIMOX) [112], удалось минимизировать токи утечки через нижележащие слои Si, в результате осцилляции проводимости наблюдались вплоть до температур ~ 150 К. Температурная зависимость проводимости оказалась активационной, что отличает происходящие процессы от резонансного туннелирования и свидетельствует в пользу прыжкового механизма переноса заряда по КТ.

4.1.4. Спектроскопия проводимости. Измерения комплексной проводимости (адмиттанса) кремниевых барье-

ров Шоттки с захороненным слоем КТ Ge позволили получить дополнительную информацию о структуре энергетического спектра КТ и параметрах дырочных состояний [113]. Отклик от КТ в данном случае представляется как отклик от конденсатора с потерями [114] и характеризуется постоянной времени $\tau = R_{QD}C_{QD}$. При увеличении обратного смещения обедненная область проникает в глубь Si, приводя к опустошению дырочных уровней в КТ. На рис. 16 показаны зависимости активной части проводимости, нормированной на частоту переменного сигнала, от напряжения смещения для структуры с КТ (образец с 10 МС Ge) и структуры, содержащей только смачивающий слой (6 МС Ge). В последнем случае наблюдаются два пика при 0.1 и 0.6 В. Амплитуда этих пиков не зависит от частоты в диапазоне 10–100 кГц

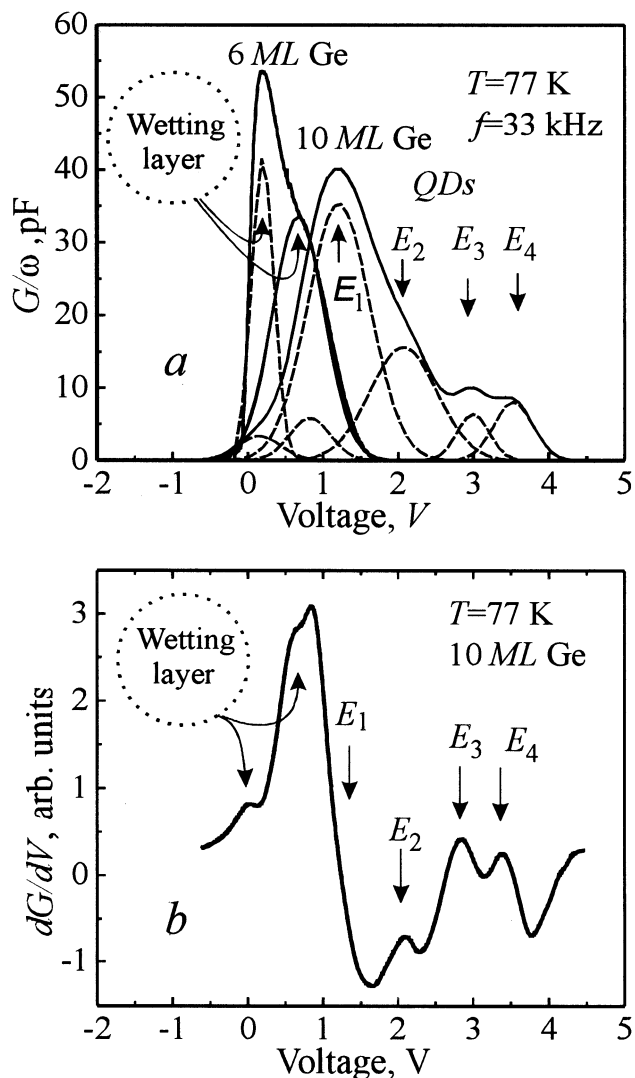


Рис. 16. *a* — проводимость на переменном токе диода Шоттки с квантовыми точками (10 МС Ge) и со сплошным слоем Ge (6 МС). Штриховые линии представляют результат разложения экспериментального спектра на гауссианы. Символами E_1 , E_2 , E_3 и E_4 обозначен отклик от дискретных состояний в квантовых точках. На рис. *b* приведена производная dG/dV .

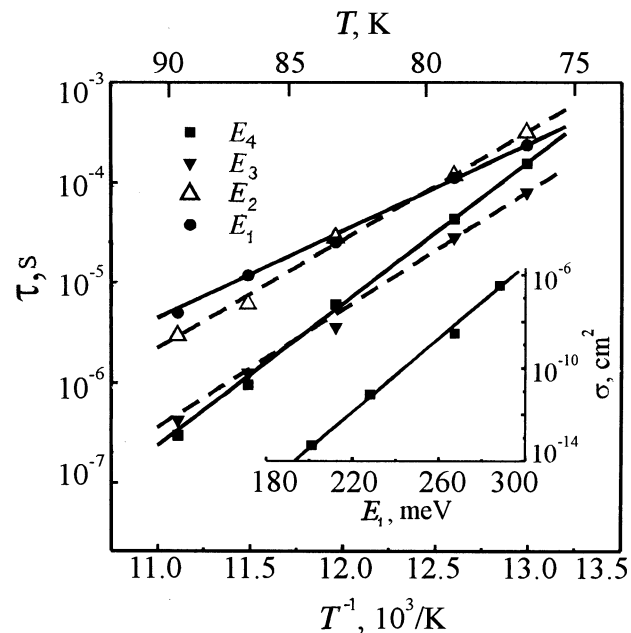


Рис. 17. Температурная зависимость времен эмиссии дырок (τ) с возбужденного состояния в квантовых точках. На вставке — зависимость сечений захвата дырок (σ) на уровни в квантовых точках от энергии залегания уровней E_i .

и, по-видимому, пики связаны с перезарядкой смачивающего слоя. В образце с КТ наблюдаются четыре дополнительных пика, обозначенных на рис. 16 как E_1 , E_2 , E_3 и E_4 . Температурные зависимости времен эмиссии позволили определить энергии активации (глубины залегания уровней, мэВ) $E_1 = 201 \pm 7$, $E_2 = 228 \pm 7$, $E_3 = 267 \pm 12$, $E_4 = 288 \pm 10$, а также сечения захвата (рис. 17). Сечения захвата носителей на квантовые точки увеличиваются с ростом глубины залегания уровней (рис. 17) и на много порядков превышают известные величины для глубоких уровней в Si.

4.2. Оптические свойства

Интерес к исследованию оптических свойств КТ обусловлен ярко выраженной практической направленностью и рядом преимуществ таких объектов по сравнению с двумерными квантовыми долинами. Особенностью КТ является, во-первых, возможность управления спектральной полосой фотоотклика путем предварительного заселения дискретных состояний с требуемой энергией переходов; во-вторых, наличие латерального квантования в нуль-мерных системах снимает запрет на оптические переходы, поляризованные в плоскости фотоприемника, а значит, предоставляет возможность осуществить поглощение света при нормальном падении фотонов; в-третьих, в КТ ожидается сильное увеличение времени жизни фотовозбужденных носителей вследствие так называемого эффекта "узкого фоннного горла" (phonon bottleneck effect [115]).

4.2.1. Поглощение в инфракрасном диапазоне излучения. Поглощение фотонов инфракрасного (ИК) спектрального диапазона в многослойных гетероструктурах Ge-Si с самоорганизующимися КТ изучалось в работах [116,117]. Размеры островков в обоих случаях составляли $\sim 40\text{--}50\text{ нм}$ в основании и $2\text{--}4\text{ нм}$ высотой. Плотность островков $\sim 10^8\text{ см}^{-2}$. Авторы [116] использовали подлегирование островков Ge бором с тем, чтобы заселить основное состояние КТ дырками. В спектрах поглощения в области длин волн $5\text{--}6\text{ мкм}$ наблюдалась широкая ($\sim 100\text{ мэВ}$) линия, амплитуда которой сильно уменьшалась при переходе к поляризации света, перпендикулярной плоскости слоев, и была объяснена переходами между двумя низшими уровнями поперечного квантования тяжелых дырок в КТ.

В работе [117] для активизации оптических переходов внутри нелегированной КТ использовалась дополнительная световая накачка. Фотоиндуцированное поглощение, поляризованное параллельно плоскости слоев, имело асимметричный максимум в районе 4.2 мкм и связывалось с переходом дырок из основного состояния КТ в делокализованные состояния валентной зоны. Необычайно высоким оказалось определенное авторами [117] значение сечения поглощения ($2 \cdot 10^{-13}\text{ см}^2$), что превышает по крайней мере на порядок известные сечения фотоионизации для локальных центров в Si [118] и на 3 порядка превышает аналогичную величину для КТ InAs-GaAs [119]. Эти данные свидетельствуют о перспективности системы Ge-Si для ИК детекторов.

4.2.2. Фотопроводимость. Впервые о регистрации фототока, генерированного фотонами с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны кремния, в гетероструктурах Ge/Si с КТ сообщалось в работах [65,120]. Возможность реализации фотоприемника с КТ, перестраиваемого под ближний и средний ИК диапазоны, была продемонстрирована в работе [66]. Фотоприемник представлял собой кремниевый *pin*-диод, в базу которого был введен двумерный массив нанокластеров Ge. Средний латеральный размер КТ составлял 15 нм , высота 1.5 нм . Спектры фототока при различном обратном смещении показаны на рис. 18. В образце со сплошной пленкой Ge (6 МС) фотоотклик отсутствовал. В структуре с КТ при энергиях, меньших края собственного поглощения в кремнии ($\sim 1.12\text{ эВ}$), наблюдались два максимума на длинах волн 1.7 и 2.9 мкм . Интенсивность обоих максимумов сильно зависела от величины обратного смещения, причем эти зависимости коррелировали между собой. А именно, при увеличении смещения до величины 1.4 В происходило исчезновение отклика в среднем ИК диапазоне (при 2.9 мкм , линия T_1), и появлялся сигнал в ближней ИК области спектра (при 1.7 мкм , линия T_2). Значение энергии в максимуме T_1 (430 мэВ) соответствует энергии залегания основного состояния дырки в КТ [121]. Поэтому процесс T_1 был идентифицирован как переход дырки из основного состояния, локализованного в КТ, в делокализованные состояния

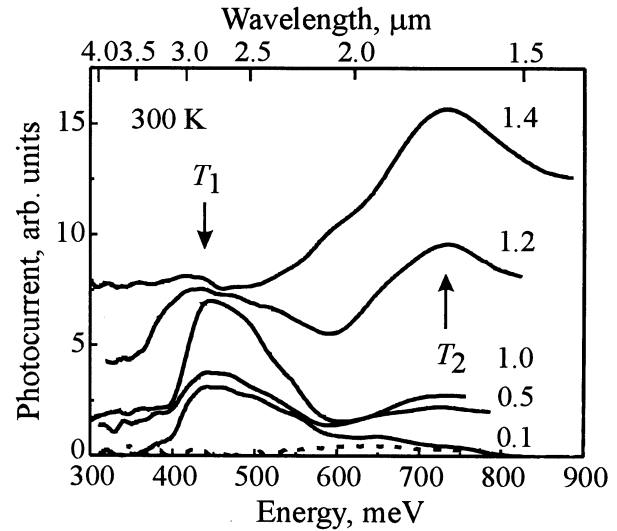


Рис. 18. Спектры фототока кремниевый *pin*-диода с квантовыми точками Ge при обратном смещении, указанном в вольтах рядом с кривыми. Пунктирная линия демонстрирует отсутствие фотоотклика в этом диапазоне в структуре со сплошным слоем Ge ($d_{\text{eff}} = 6\text{ МС}$).

валентной зоны. По мере увеличения обратного смещения дырочные уровни в КТ заполняются электронами. В области напряжений около 1.4 В происходит полная разрядка КТ дырками, и переход T_1 становится "запрещенным". Начиная с этого момента, возникает возможность межзонных переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости (процесс T_2). Поскольку исследуемая система относится к гетероструктурам второго рода (дырки локализуются в областях Ge, в то время как для электронов области Ge представляют собой потенциальный барьер [122]), то межзонный оптический переход является непрямым в координатном пространстве и сопровождается перебросом электрона из Ge в Si. Энергия перехода должна определяться разницей между шириной запрещенной зоны Si (1.12 эВ) и энергией дырочного состояния в КТ Ge (0.43 эВ), т.е. равняться 700 мэВ , что согласуется с экспериментальным положением линии T_2 ($\approx 730\text{ мэВ}$).

4.2.3. Фотолюминесценция. Традиционно для контроля формирования слоев самоорганизующихся КТ используют измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ), позволяющие определить энергии основного и возбужденных состояний в КТ. Для гетеросистемы InAs/GaAs обобщающий анализ данных ФЛ был сделан в работе [123], в которой, в частности, было показано, что энергия свечения КТ определяется эффективной толщиной осажденного слоя InAs и, следовательно, размером КТ. Во многих работах, посвященных эпитаксии структур Ge-Si, также приводятся результаты измерения ФЛ в качестве иллюстрации "рождения" и эволюции КТ. С формированием островков Ge связывают появление в спектрах ФЛ полосы в районе

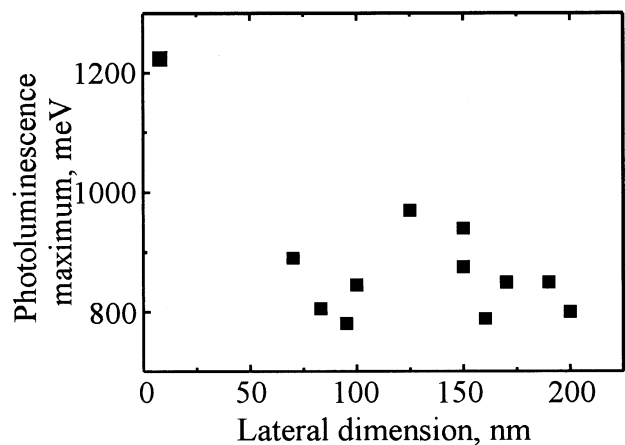


Рис. 19. Зависимость энергии максимума фотолуминесценции от латерального размера островков германия в кремнии.

800–900 мэВ [13,117,120,122–130]. Ширина этой полосы составляет десятки мэВ, и лишь в работе [124] наблюдались узкие (~ 2 – 10 мэВ) линии ФЛ, наблюдение которых объяснялось образованием массива однородных по размеру ($\sim 3\%$) КТ. Тем не менее интерпретация спектров ФЛ для структур Ge–Si, на наш взгляд, не лишена противоречий. На рис. 19 приведено положение пика ФЛ, отнесенного авторами к островкам Ge, как функция латерального размера нанокластеров. Здесь мы использовали данные работ [13,117,120,122–130]. В отличие от системы InAs/GaAs в данной случае не наблюдается явной зависимости энергии излучающих переходов от размера КТ, тогда как разумно было ожидать, что с увеличением размеров максимум ФЛ будет сдвигаться в низкоэнергетическую область спектра вследствие уменьшения энергии размерного квантования в островках. Кроме того, удивительными кажутся данные работы [125], в которой наблюдалось свечение с энергией, большей ширины запрещенной зоны кремния (крайняя левая точка на рис. 19). Все эти обстоятельства не имеют сложившегося в настоящий момент удовлетворительного объяснения и стимулируют проведение детальных дальнейших исследований механизмов фотолуминесценции структур Ge–Si.

5. Заключение

В обзоре проведен анализ публикаций в мировой научной печати и отмечено возрастание интереса ученых и технологов к проблемам получения и использования наноструктур на основе кремния и германия, состоящих из кластеров Ge нанометровых размеров (квантовых точек), встроенных в матрицу Si. Упругие деформации в эпитаксиальных пленках и трехмерных островках Ge-на-Si являются ключевым фактором, обуславливающим не только морфологический переход (планарная пленка)–(островковая пленка) (механизм Странского–Крастанова), но и влияют на последующие этапы эволю-

ции островков, включая их форму, размер и пространственное распределение. Во многих случаях этот фактор существенно модифицирует классические стадии механизмов фазообразования и их последовательность вплоть до квазиравновесного сосуществования трехмерных нанокластеров Ge на поверхности Si подложки. В рассмотренных системах нанокластеров выделены различные типы упорядочения: упорядочение по форме кластера, по его размерам, по расстояниям между островками и по их взаимному расположению, а также упорядочение по вертикали — в последовательно создаваемых многослойных гетероструктурах с квантовыми точками. Обсуждаются пути улучшения степени упорядочения наноструктур с ансамблями квантовых точек и достижения предельно малых размеров и большой плотности их распределения по площади.

В обзоре приводятся литературные данные по поглощению света в многослойных системах Ge–Si, свидетельствующие об аномально большом сечении внутризонного поглощения, что делает представляемый класс наноструктур перспективным для создания фотоприемников ИК диапазона. С помощью методов туннельной и емкостной спектроскопии, спектроскопии проводимости, а также эффекта поля на транзисторных структурах, содержащих не менее 10^9 нанокластеров Ge, были выявлены хорошо разрешаемые пики, связанные с одноэлектронным захватом каждой квантовой точкой до шести дырок. Основными факторами, определяющими спектр состояний, служат размерное квантование и кулоновское взаимодействие носителей. Новым фактором, возникающим в массиве КТ и отличающим его от ситуации одиночной КТ, является кулоновская корреляция между островками.

Проведенные исследования электрических и оптических характеристик массивов островков Ge в Si позволяют сделать вывод о формировании массивов искусственных "атомов", обладающих дискретным энергетическим спектром, который проявляется вплоть до комнатной температуры.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 00-02-17461, 00-02-17638 и 00-15-96806), а также программы Министерства науки РФ "Физика твердотельных наноструктур".

Список литературы

- [1] R.A. Mezger. *Semicond. Comp.*, **1**, 21 (1995).
- [2] U. Konig. *Physica Scripta*, **T68**, 90 (1996).
- [3] R.A. Soref. *Thin Sol. Films*, **294**, 325 (1997).
- [4] T. Tashiro, T. Tatsumi, M. Sugiyama, T. Hashimoto, T. Morikawa. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **44**, 545 (1997).
- [5] D.J. Paul. *Thin Sol. Films*, **321**, 172 (1998).
- [6] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. *Phil. Mag. B*, **65**, 701 (1992).

- [7] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C.M. Reaves, S.P. Denbaars, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 3203 (1993); D. Leonard, K. Pond, P.M. Petroff. *Phys. Rev. B*, **50**, 11 687 (1994).
- [8] J.-M. Marzin, J.-M. Gerard, A. Izrael, D. Barrier. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 716 (1994).
- [9] L.N. Aleksandrov, R.N. Lovyagin, O.P. Pchelyakov, S.I. Stenin. *J. Cryst. Growth*, **24/25**, 298 (1974).
- [10] D.J. Eaglesham, M. Cerullo. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1943 (1990).
- [11] S. Guha, A. Madhukar, K.C. Rajkumar. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2110 (1990).
- [12] R. Nötzel. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1365 (1996).
- [13] F. Liu, M.G. Lagally. *Surf. Sci.*, **386**, 169 (1997).
- [14] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. *ФТП*, **32**, 385 (1998).
- [15] P. Müller, R. Kern. *J. Cryst. Growth*, **193**, 257 (1998).
- [16] А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров. *Современная кристаллография* (М., Наука, 1980) т. 3.
- [17] F. Liu, M.G. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3156 (1996).
- [18] R.J. Asaro, W.A. Tiller. *Metall. Trans.*, **3**, 789 (1972).
- [19] М.А. Гринфельд. *ДАН СССР*, **290**, 1358 (1986).
- [20] W. Dorsch, H.P. Strunk, H. Wawra et al. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 179 (1998).
- [21] Yu.B. Bolkhovityanov, V.I. Yudaev, A.K. Gutakovskiy. *Thin Sol. Films*, **137**, 111 (1986).
- [22] С.А. Кукушкин, А.В. Осипов. *УФН*, **168**, 1083 (1998).
- [23] I.M. Lifshitz, V.V. Slyozov. *J. Phys. Chem. Sol.*, **19**, 35 (1961).
- [24] В.К. Чакраверти. *J. Phys. Chem. Sol.*, **28**, 2401 (1967).
- [25] M.C. Bartelt, J.W. Evans. *Phys. Rev. B*, **46**, 12 675 (1992).
- [26] N.C. Bartelt, W. Theis, R.M. Tromp. *Phys. Rev. B*, **54**, 11 741 (1996).
- [27] I. Goldfärb, P.T. Hayden, J.H.G. Owen, G.A.D. Briggs. *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3959 (1997); *Phys. Rev. B*, **56**, 10 459 (1997).
- [28] B.A. Joyce, D.D. Vvedensky, A.R. Avery, J.G. Belk, H.T. Dobbs, T.S. Jones. *Appl. Surf. Sci.*, **130–132**, 357 (1998).
- [29] T.I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D.A.A. Ohlberg, R. Stanley Williams. *J. Appl. Phys.*, **85**, 1159 (1999).
- [30] A.R. Avery, H.T. Dobbs, D.M. Holmes, B.A. Joyce, D.D. Vvedensky. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 3938 (1997).
- [31] J. Drucker. *Phys. Rev. B*, **48**, 18 203 (1993).
- [32] Y. Chen, J. Washburn. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 4046 (1996).
- [33] D.E. Jesson, G. Chen, K.M. Chen, S.J. Pennycook. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 5156 (1998).
- [34] M. Kästner, B. Voigtländer. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 2745 (1999).
- [35] T.I. Kamins, E.C. Carr, R.S. Williams, S.J. Rosner. *J. Appl. Phys.*, **81**, 211 (1997).
- [36] G. Medeiros-Ribeiro, A.M. Bratkovski, T.I. Kamins, D.A.A. Ohlberg, R.S. Williams. *Science*, **279**, 353 (1998).
- [37] G. Medeiros-Ribeiro, T.I. Kamins, D.A.A. Ohlberg, R.S. Williams. *Phys. Rev. B*, **58**, 3533 (1998).
- [38] T.I. Kamins, G. Medeiros-Ribeiro, D.A.A. Ohlberg, R.S. Williams. *Appl. Phys. A*, **67**, 727 (1998).
- [39] R.S. Williams, G. Medeiros-Ribeiro, T.I. Kamins, D.A.A. Ohlberg. *J. Phys. Chem. B*, **102**, 9605 (1998).
- [40] T.I. Kamins, G.A.D. Briggs, R. Stanley Williams. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 1862 (1998).
- [41] F.M. Ross, J. Tersoff, R.M. Tromp. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 984 (1998); *Microsc. Microanal.*, **4**, 254 (1998).
- [42] Н.В. Востоков, С.А. Гусев, И.В. Долгов, Ю.Н. Дроздов, З.Ф. Красильник, Д.Н. Лобанов, Л.Д. Молдавская, А.В. Новиков, В.В. Постников, Д.О. Филатов. *ФТП*, **34**, 8 (2000).
- [43] C.-H. Chiu. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3473 (1999).
- [44] V.A. Shchukin, D. Bimberg. *Appl. Phys. A*, **67**, 687 (1998); *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1125 (1999).
- [45] P. Müller, R. Kern. *J. Cryst. Growth*, **193**, 257 (1998).
- [46] J.A. Floro, V.B. Sinclair, E. Chason et al. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 701 (2000).
- [47] Y.-W. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber, M.G. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1020 (1990).
- [48] S.M. Pintus, S.M. Stenin, A.I. Toropov et al. *Thin Sol. Films*, **151**, 275 (1998).
- [49] J.A. Floro, E. Chason, L.B. Freund, R.D. Twisten, R.Q. Hwang, G.A. Lucadamo. *Phys. Rev. B*, **59**, 1990 (1999).
- [50] F.K. LeGoues, M.C. Reuter, J. Tersoff, M. Hammar, R.M. Tromp. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 300 (1994).
- [51] H.T. Johnson, L.B. Freund. *J. Appl. Phys.*, **81**, 6081 (1997).
- [52] V.A. Markov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. *J. Cryst. Growth*, **175/176**, 736 (1997).
- [53] Z. Jiang, H. Zhu, F. Lu, J. Qin, D. Huang, X. Wang, C. Hu, Y. Chen, Z. Zhu, T. Yao. *Thin Sol. Films*, **321**, 60 (1998).
- [54] V.A. Markov, O.P. Pchelyakov, L.V. Sokolov et al. *Surf. Sci.*, **250**, 229 (1991).
- [55] Y. Kim, B.D. Min, E.K. Kim. *J. Appl. Phys.*, **85**, 2140 (1999).
- [56] J. Zhu, K. Brunner, G. Abstreiter. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 620 (1998).
- [57] J. Johansson, W. Seifert. *Appl. Surf. Sci.*, **148**, 86 (1999).
- [58] O.P. Pchelyakov, I.G. Neisvestnyi, Z.Sh. Yanovitskaya. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **10/11**, 389 (1995).
- [59] J.A. Floro, E. Chason, M.B. Sinclair, L.B. Freund, G.A. Lucadamo. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 951 (1998).
- [60] H. Omi, T. Ogino. *Appl. Surf. Sci.*, **130–132**, 781 (1998).
- [61] G. Springholz, V. Holy, M. Pinczolis, G. Bauer. *Science*, **282**, 734 (1998).
- [62] Y.W. Zhang, S.J. Xu, C.-H. Chiu. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 1809 (1999).
- [63] F.M. Ross, R.M. Tromp, M.C. Reuter. *Science*, **286**, 1931 (1999).
- [64] Y. Obayashi, K. Shintani. *J. Appl. Phys.*, **84**, 3142 (1998).
- [65] G. Abstreiter, P. Schittenhelm, C. Engel, E. Silveira, A. Zrenner, D. Meertens, W. Jäger. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1521 (1996).
- [66] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, Yu.Yu. Proskuryakov, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, S.A. Teys, A.K. Gutakovskii. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1413 (1999).
- [67] C.S. Peng, Q. Huang, W.Q. Cheng et al. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2541 (1998).
- [68] B. Voigtländer, A. Zinner. *Appl. Phys. Lett.*, **63**, 3055 (1993).
- [69] P.W. Deelman, L.J. Schawalter, T. Thundat. *J. Vac. Sci. Techn. A*, **15**, 930 (1997).
- [70] A. Shklyaev, M. Shibata, M. Ichikawa. *Surf. Sci.*, **416**, 192 (1998).
- [71] Л.Н. Александров, Р.Н. Ловягин, О.П. Пчеляков, С.И. Стенин. В сб.: *Рост и легирование полупроводниковых кристаллов и пленок* (Новосибирск, Наука, 1977) ч. II, с. 139.
- [72] I. Berbezier, B. Gallas, A. Ronda, J. Derrien. *Surf. Sci.*, **412/413**, 415 (1998).
- [73] Б.З. Ольшанецкий, В.И. Машанов, А.И. Никифоров. *ФТТ*, **23**, 2567 (1981).
- [74] Z. Gai, R.G. Zhao, H. Ji, X. Li, W.S. Yang. *Phys. Rev. B*, **56**, 12 308 (1997).
- [75] B.Z. Olshanetsky, V.I. Mashanov. *Surf. Sci.*, **111**, 414 (1981).

- [76] B.Z. Olshanetsky, A.E. Solovyov, A.E. Dolbak, A.A. Maslov. *Surf. Sci.*, **306**, 327 (1994).
- [77] F. Liu, F. Wu, M.G. Lagally. *Chem. Rev.*, **97**, 1045 (1997).
- [78] D.J. Eaglesham, A.E. White, L.C. Feldman, N. Moriya, D.C. Jacobson. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 1643 (1993).
- [79] J. Walz, A. Greuer, G. Wedler, T. Hesjedal, E. Chilla, R. Koch. *Appl. Phys. Lett.*, **73**, 2579 (1998).
- [80] M. Abdallah, I. Berbezier, P. Dawson, M. Serpentine, G. Bremond, B. Joyce. *Thin Sol. Films*, **336**, 256 (1998).
- [81] J. Zhu, K. Brunner, G. Abstreiter. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 424 (1998).
- [82] K. Sakamoto, H. Matsuhata, M.O. Tanner, D. Wang, K.L. Wang. *Thin Sol. Films*, **321**, 55 (1998).
- [83] H. Omi, T. Ogino. *Appl. Surf. Sci.*, **130–132**, 781 (1998).
- [84] H. Omi, T. Ogino. *Phys. Rev. B*, **59**, 7521 (1999).
- [85] D. Martou, P. Gentile, N. Magnea. *J. Cryst. Growth*. **201/202**, 101 (1999).
- [86] Y. Homma, P. Finnie, T. Ogino, H. Noda, T. Urisu. *J. Appl. Phys.*, **86**, 3083 (1999).
- [87] C.W. Oh, E. Kim, Y.H. Lee. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 776 (1996).
- [88] A. Nagashima, T. Kimura, J. Yoshino. *Appl. Surf. Sci.*, **130–132**, 248 (1998).
- [89] T. Tezuka, N. Sugiyama. *J. Appl. Phys.*, **83**, 5239 (1998).
- [90] V. Le Thanh. *Thin Sol. Films*, **321**, 98 (1998).
- [91] X. Deng, M. Krishnamurthy. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1473 (1998).
- [92] O.G. Schmidt, C. Lange, K. Eberl, O. Kienzle, F. Ernst. *Thin Sol. Films*, **321 70** (1998).
- [93] O. Leifeld, R. Hartmann, E. Müller, E. Kaxiras, K. Kern, D. Grützmacher. *Nanotechnol.*, **10**, 122 (1999).
- [94] E.S. Kim, N. Usami, Y. Shiraki. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 1617 (1998).
- [95] A.A. Shklyaev, M. Shibata, M. Ichikawa. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 320 (1998).
- [96] T.I. Kamins, R.S. Williams. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 1201 (1997).
- [97] T.I. Kamins, R.S. Williams, D.P. Basile. *Nanotechnol.*, **10**, 117 (1999).
- [98] O.P. Pchelyakov, V.A. Markov, A.I. Nikiforov, L.V. Sokolov. *Thin Sol. Films*, **36**, 299 (1997).
- [99] Л.В. Соколов, М.А. Ламин, О.П. Пчеляков, А.И. Торопов, С.И. Стенин. *Поверхность*, **9**, 75 (1985).
- [100] М.А. Ламин, О.П. Пчеляков, Л.В. Соколов, А.И. Торопов, С.И. Стенин. *Surf. Sci.*, **207**, 418 (1989).
- [101] N. Ohshima, Y. Koide, S. Zaima, Y. Yasuda. *J. Cryst. Growth*, **115**, 106 (1991).
- [102] Y. Koide, A. Furukawa, S. Zaima, Y. Yasuda. *J. Cryst. Growth*, **115**, 365 (1991).
- [103] C. Tatsuyama, T. Terasaki, H. Obata, T. Tanbo, H. Ueba. *J. Cryst. Growth*, **115**, 112 (1991).
- [104] K. Reginski, M.A. Lamin, V.I. Mashanov, O.P. Pchelyakov, L.V. Sokolov. *Surf. Sci.*, **327**, 93 (1995).
- [105] A.I. Yakimov, V.A. Markov, A.V. Dvurechenskii, O.P. Pchelyakov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **6**, 2573 (1994).
- [106] U. Meirav, E.B. Foxman. *Semicond. Sci. Technol.*, **10**, 255 (1995).
- [107] R.C. Ashoori, H.L. Stormer, J.S. Weiner, L.N. Pfeiffer, S.J. Pearton, K.W. Baldwin, K.W. West. *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3088 (1992).
- [108] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, О.П. Пчеляков. *ЖЭТФ*, **68**, 125 (1998).
- [109] G. Medeiros-Ribeiro, D. Leonard, P.M. Petroff. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 1767 (1995).
- [110] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. *Thin Sol. Films*, **336**, 332 (1998).
- [111] A.I. Yakimov, C.J. Adkins, R. Boucher, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov, G. Biskupskii. *Phys. Rev. B*, **59**, 12 598 (1999).
- [112] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Kirienko, A.I. Nikiforov, C.J. Adkins. *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**, 9715 (1999).
- [113] A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, O.P. Pchelyakov. *Phys. Low-Dim. Structur.* **3/4**, 99 (1999).
- [114] S. Anand, N. Carlsson, M.-E. Pistol, L. Samuelson, W. Seifert. *J. Appl. Phys.*, **84**, 3747 (1998).
- [115] M. Sugawara, K. Mukai, H. Shoji. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 2791 (1997).
- [116] J.L. Liu, W.G. Wu, A. Balandin, G.L. Jin, K.L. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 185 (1999).
- [117] P. Boucaud, V. Le Thanh, S. Sauvage, D. Debarre, D. Bouchier. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 401 (1999).
- [118] Д.К. Шредер. В кн.: *Приборы с зарядовой связью* (М., Мир, 1982) с. 70.
- [119] S. Sauvage, P. Boucaud, J.-M. Gerard, V. Thierry-Mieg. *Phys. Rev. B*, **58**, 10 562 (1998).
- [120] P. Schittenhelm, C. Engel, F. Findeis, G. Abstreiter, A.A. Darhuber, G. Bauer, A.O. Kosogov, P. Werner. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **16**, 1575 (1998).
- [121] S.K. Zhang, H.J. Zhu, F. Lu, Z.M. Jiang, Xun Wang. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 3340 (1998).
- [122] В.Я. Алешкин, Н.А. Букин, Н.Г. Калугин, З.Ф. Красильник, А.В. Новиков, В.В. Постников, Х. Сейрингер. *Письма ЖЭТФ*, **67**, 46 (1998).
- [123] M. Grassi, M. Alessi, A.S. Capizzi, A. Bhatti, F. Fropa, P. Martelli, A. Frigeri, A. Bosacchi, S. Franchi. *Phys. Rev. B*, **59**, 7620 (1999).
- [124] X. Wang, Z. Jiang, H. Zhu, F. Lu, D. Huang, X. Liu, C. Hu, Y. Chen, Z. Zhu, T. Yao. *Appl. Phys. Lett.*, **71**, 3543 (1997).
- [125] C.S. Peng, Q. Huang, Y.H. Zhang, W.Q. Cheng, T.T. Sheng, C.H. Tung, J.M. Zhou. *Thin Sol. Films*, **323**, 174 (1998).
- [126] P. Boucaud, V. Le Thanh, S. Sauvage, D. Debarre, D. Bouchier, J.-M. Lourtioz. *Thin Sol. Films*, **336**, 240 (1998).
- [127] E.S. Kim, N. Usami, Y. Shiraki. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 1617 (1998).
- [128] E. Mateeva, P. Sutter, M.G. Lagally. *Appl. Phys. Lett.*, **74**, 567 (1999).
- [129] E. Palange, G. Capellini, L. Di Gaspare, F. Evangelisti. *Appl. Phys. Lett.*, **68**, 2982 (1996).
- [130] R. Apetz, L. Vescan, A. Hartmann, C. Dieker, H. Luth. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 445 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

Quantum dots in silicon-germanium nanostructures: mechanism of formation and electronic properties

O.P. Pchelyakov, Yu.B. Bolkhovityanov,
A.V. Dvurechenskii, L.V. Sokolov, A.I. Nikiforov,
A.I. Yakimov, B. Voigtländer*

Institute of Semiconductor Physics,
630090 Novosibirsk, Russia

* Research Centre, Juelich, Germany

Abstract Commonly accepted knowledge concerning the mechanisms of formation of nanosized Ge islands is critically reviewed based in the light of the latest publications. Elastic deformations in epitaxial films and three-dimensional Ge islands on Si are the key factor that not only causes the morphological planar to island film transition (Stranski–Krastanow mechanism) but also affects the further stages of island evolution involving the shape, size and spatial distribution of the islands. In many cases this factor modifies considerably the classical stages of mechanisms of phase formation and their consequent quasiequilibrium existence as three-dimensional Ge nanoislands on the surface of Si substrate. Methods appropriate for improving the ordering of quantum dot ensembles and obtaining extremely small island sizes and the highest densities of their areal distribution are being discussed. The literature data on light absorption in multilayer Ge–Si systems with quantum dots have been reviewed. The data is an evidence in favour of anomalously large interband cross sections that makes the given family of nanostructures promising in designing photodetecting devices of infrared range. Innovative studies of electrical and optical properties of self-assembled Ge quantum dots synthesized by MBE on Si substrates are revised.