

ЭЛЕМЕНТЫ МСТ И МИКРОСИСТЕМЫ

УДК 621.3

В. А. Сабликов,

Институт радиотехники и электроники РАН
(Московская обл., Фрязино)

ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЭЛЕКТРОННОМ ТРАНСПОРТЕ В КВАНТОВЫХ ПРОВОДАХ*

Рассмотрен когерентный транспорт электронов в квантовых проводах с электронными резервуарами при учете кулоновского взаимодействия. Проанализировано распределение электронной плотности, потенциала и проводимости. Описаны возможные механизмы электрической неустойчивости.

Электронный транспорт в квантовых проводах (КП) вызывает большой интерес, связанный с тем, что в одномерных системах электрон-электронное взаимодействие играет принципиально важную роль [1] и, следовательно, можно ожидать появления качественно новых транспортных свойств. В строго одномерных системах электрон-электронное взаимодействие изменяет структуру элементарных возбуждений: представление о фермионных квазичастицах становится несправедливым, вместо этого возникает коррелированное состояние (латтинджерова жидкость) с возбуждениями бозонного типа в виде волн заряда. В реальных полупроводниковых КП, как показывают появившиеся в последнее время эксперименты [2–5], взаимодействие между электронами приводит к образованию состояния со спонтанной спиновой поляризацией и к необъяснимым пока особенностям в проводимости. Установлено также, что проводимость полупроводниковых структур с КП в значительной степени определяется наличием электронных резервуаров, которые служат токоподводящими электродами. Взаимодействие КП с резервуарами создает дополнительные возможности получения привлекательных транспортных

свойств. Наиболее интересными из них представляются явления электрической неустойчивости.

В настоящей статье исследуется когерентный транспорт электронов в КП с электронными резервуарами при учете кулоновского взаимодействия. Изучается распределение электронной плотности и потенциала в такой системе и проводимости, но основное внимание уделяется возможным механизмам электрической неустойчивости. Найдено два таких механизма. Один реализуется в условиях нелинейного транспорта, связан с образованием заряда в КП и сопровождается отрицательной дифференциальной проводимостью. Другой имеет динамическую природу и возникает в области пролетных частот за счет инверсии заселенности, возникающей благодаря приложенному напряжению.

Эффект образования заряда в КП

При исследовании электронного транспорта в КП, соединяющем электронные резервуары, большое значение имеет распределение электрического потенциала и заряда в КП и во всей структуре. Очевидно, что число электронов в КП определяется балансом потоков электронов между резервуарами и КП, в то время как положительный заряд фона определяется зарядом примесей и затворами. Эти величины отнюдь не равны друг другу и, следовательно, в КП образуется заряд. В частности, в равновесных условиях (при отсутствии приложенного напряжения) заряд, образующийся в структуре, определяется разностью уровней химического потенциала в резервуарах и в КП, рассматриваемых как отдельные системы.

Исследование показывает, что химические потенциалы в КП и резервуарах сильно различаются, т. е. имеется контактная разновидность потенциалов. При соединении КП и резервуаров в единую систему происходит перераспределение электронной плотности между ними, в то время как положительный заряд фона остается неизменным. В зависимости от знака контактной разности потенциалов в КП образуется либо положительный заряд (и, соответственно, возникает потенциальная яма), либо отрицательный заряд избыточных электронов. При наличии приложенного напряжения потоки электронов между резервуарами изменяются, вследствие чего изменяется и накопленный в КП заряд, который, в свою очередь, влияет на поток электронов.

* Работа выполнена при поддержке ИНТАС (грант # 96-0721), РФФИ (грант # 99-02-18192), Программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант # 97-1054) и Программы "Атомные структуры поверхности" (грант # 5.3.99).

Для исследования эффектов, связанных с зарядкой КП и обменным взаимодействием, была разработана модель, основанная на самосогласованном решении уравнений Хартри—Фока и уравнения Пуассона для электрического потенциала. Такой подход оправдан при достаточно высокой плотности электронов в КП (параметр Вигнера—Зейтца $r_s < 1$), когда обменная энергия значительно превышает корреляционную. Его преимущество состоит в том, что КП и резервуары рассматриваются как единая квантово-механическая система. При этом последовательно учитывается влияние накопленного заряда и обменного взаимодействия на когерентный транспорт как в линейном режиме, так и в сильно неравновесных условиях, возникающих при наличии приложенного напряжения.

Установлено, что линейная проводимость КП с неадиабатическими контактами с резервуарами зависит от контактной разности потенциалов. Это связано с тем, что вследствие накопления заряда и эффекта обменного взаимодействия в КП значительно изменяется как потенциальная, так и кинетическая энергия электронов, а следовательно, и условия резонансов волн заряда на длине КП.

Нелинейный транспорт и мультистабильность

Наиболее интересный эффект, связанный с накоплением заряда в КП, возникает в нелинейном режиме, когда приложенное напряжение превосходит энергию Ферми. В этом случае происходит сильное перераспределение заряда в КП, которое иллюстрируется на рис. 1. Электроны инжектируются из левого резервуара (катода), а электроны, входящие из правого резервуара, рассеиваются назад. В результате число электронов в КП уменьшается, грубо говоря, в 2 раза по сравнению с равновесным состоянием, а заряд фона остается неизменным. Таким образом, в КП образуется положительный распределенный заряд, благодаря

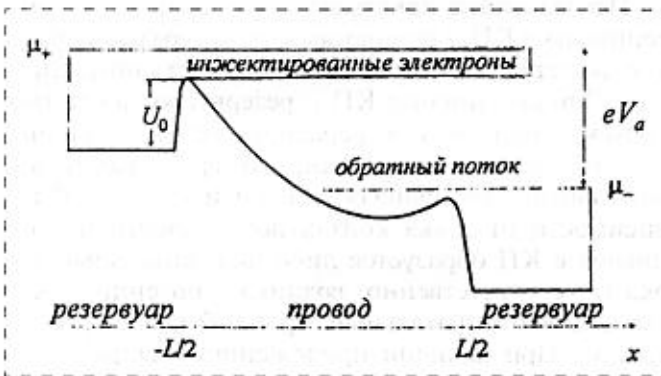


Рис. 1. Энергетическая диаграмма КП с электронными резервуарами и электронными потоками:
 U_0 — энергия поперечного квантования в КП; V_a — приложенное напряжение, μ_{\pm} — химические потенциалы в резервуарах

которому возникает потенциальный профиль с ямой, показанный на рис. 1. При этом существенно увеличивается кинетическая энергия инжектированных электронов и, соответственно, изменяется их плотность, что в свою очередь приводит к изменению потенциала. Таким образом, возникает обратная связь между плотностью электронов и распределением потенциала, которая определяет нелинейность проводимости.

При достаточно большом приложенном напряжении возникает электрическая неустойчивость, т. е. при заданной разности потенциалов V_a между резервуарами существует несколько устойчивых состояний, различающихся распределением потенциала и электронной плотности. Механизм неустойчивости состоит в следующем. В интересующем нас режиме важен один поток электронов — инжектированных из катода. Рассмотрим флуктуацию скорости электронов. Пусть, для определенности, скорость локально увеличилась. Так как поток электронов лимитируется контактом, электронная плотность при этом уменьшается. Следовательно, в КП увеличивается положительный заряд, а потенциальная энергия электронов, соответственно, снижается. В условиях баллистического транспорта это означает, что увеличивается скорость электронов. Таким образом, первоначальное увеличение скорости электронов приводит к дальнейшему ее росту. Процесс продолжается до тех пор, пока перестройка потенциального профиля не приведет к увеличению потока электронов из инжектирующего резервуара. В результате происходит переключение из одного устойчивого состояния в другое, однако разность потенциалов между резервуарами сохраняется.

Все эти неравновесные состояния системы описываются однозначно параметром, который представляет собой среднюю кинетическую энергию электронов E_{kin} в КП. Зависимость E_{kin} от напряжения показана на рис. 2. На вольт-амперной характеристике описанная неустойчивость проявляется в виде областей с отрицательной дифференциальной проводимостью. Такие эффекты наблюдались на КП экспериментально [7].

Динамический транспорт

Наиболее последовательное и полное исследование электронного транспорта с учетом того факта, что электроны в КП образуют сильно коррелированное состояние, проведено с использованием латинджерской модели. При этом можно учесть реальное (дальнодействующее) кулоновское взаимодействие электронов, а также экранирование взаимодействия вблизи электронных резервуаров. Такой подход оправдан в случае, когда КП имеет достаточно большую длину (по сравнению с фермиевской длиной волны) и является однородным,

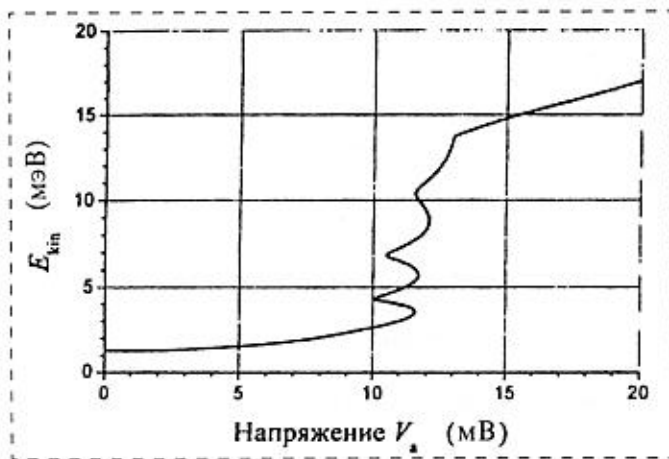


Рис. 2. Зависимость средней кинетической энергии электронов от напряжения. Расчет проведен для КП радиуса $a = 5 \cdot 10^{-7}$ см, $U_0 = 10$ мВ, $\mu_0 = U_0 = 3$ мВ

т. е. в КП отсутствует стационарный накопленный заряд. В таком случае удастся найти точное решение уравнения движения электронной плотности, используя метод бозонизации.

Установлено, что кулоновское взаимодействие приводит к значительной перестройке распределения неравновесной плотности заряда в КП по сравнению со случаем короткодействующего взаимодействия электронов, исследованным в теории латтинджерской жидкости. В низкочастотном режиме кулоновское взаимодействие приводит к резкому росту плотности заряда в приконтактных областях. В высокочастотном режиме возникают волны заряда, которые распространяются в КП,

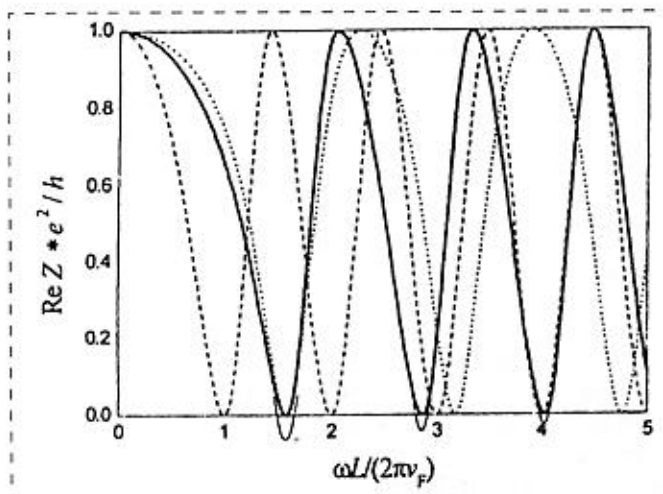


Рис. 3. Частотная зависимость реальной части импеданса $Re Z$. Частота ω нормирована на время пролета электронов длины КП L с фермиевской скоростью. Сплошная линия — случай реального кулоновского взаимодействия; штриховая — латтинджерова жидкость с короткодействием, пунктирная — случай невзаимодействующих электронов

отражаются от контактов и интерферируют. Имеется последовательность резонансных частот ω_n ($n = 1, 2, 3, \dots$), при которых образуются стоячие волны.

Наличие волн заряда проявляется в частотной зависимости импеданса Z . Действительная часть Z осциллирует при изменении частоты, как показано на рис. 3. Здесь же виден и эффект межэлектронного взаимодействия. При отсутствии взаимодействия $Re Z(\omega)$ осциллирует периодически с характерной частотой, определяющейся временем пролета электронов с фермиевской скоростью. Если взаимодействие короткое (как это обычно считается в модели латтинджерской жидкости), то осцилляции $Re Z(\omega)$ также периодические, но их частота определяется скоростью бозонных возбуждений, перенормированной за счет взаимодействия. В случае кулоновского взаимодействия электронов осцилляции $Re Z(\omega)$ становятся непериодическими, что связано с дисперсией скорости волн заряда. Показано, что закон дисперсии близок к тому, что известно для одномерных плазмонов. Интересно также, что предельные значения, между которыми осциллирует $Re Z$, не зависят от потенциала межэлектронного взаимодействия.

Нули импеданса достигаются на резонансных частотах ω_n . В условиях резонанса электронная плотность осциллирует со временем в КП между контактами, но ток частиц через контакты при этом отсутствует. Обращение в ноль диссипативной проводимости на резонансных частотах означает, что всю энергию, которую электроны приобретают от поля в КП, они полю и отдают. Разумеется, реально имеется затухание в меру неучтенного рассеяния. При наличии тянущего напряжения ситуация изменяется. В КП образуется инверсия заселенности электронных состояний, как это показано на рис. 1, и электроны, осциллирующие в КП, излучают сильнее, чем поглощают [9]. Соответственно, вблизи резонансных частот образуются области отрицательной динамической проводимости.

Список литературы

1. Voit J. // Rep. Prog. Phys. 1995. V. 58. P. 977.
2. Thomas K. J., et al. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 135.
3. Thomas K. J. et al. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 4846.
4. Kane B. E. et al. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 3506.
5. Reilly D. J. et al. // 2000. <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/0001174>.
6. Sablikov V. A., Polyakov S. V. and Büttiker M. // Phys. Rev. B. 2000 (to appear).
7. Berven K. J. et al. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 14639.
8. Sablikov V. A. and Shchamkhalova B. S. // Phys. Rev. B. 1998. V. 58. P. 13847.
9. Сабликов В. А., Ческий Е. В. // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. № 5. С. 1671.
10. Сабликов В. А. Электронный транспорт в квантовых проводках: возможные механизмы электрической неустойчивости // Нанопотоника. Материалы совещания (20–23 марта 2000 г., Нижний Новгород). М.: Ин-т физики РАН, 2000. С. 100–103.

УДК 621.3

Ю. Г. Арапов (e-mail: arapov@imp.uran.ru),
А. Ю. Опрокидиев, В. Н. Неверов, Г. И. Харус,
Н. Г. Шелушнина,

Институт физики металлов ИФМ УрО РАН
(Екатеринбург),

О. А. Кузнецов,

НИФТИ, Нижегородский государственный
университет

ФЛУКТУАЦИИ СЛУЧАЙНОГО ПОТЕНЦИАЛА В МАГНИТОПРОВОДИМОСТИ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР p -Ge/Ge_{1-x}Si_x В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА*

Проведен анализ температурных зависимостей проводимости в области плато квантового эффекта Холла, когда уровень Ферми лежит в области локализованных состояний между уровнями Ландау

Введение

Для понимания явления квантового эффекта Холла (КЭХ) на микроскопическом уровне важно знать энергетический спектр 2D-носителей заряда в сильном магнитном поле с учетом случайного потенциала, обусловленного дефектами в реальных структурах и экранированием этого потенциала 2D-носителями заряда. Хорошо известно, что энергетический спектр идеального 2D-электронного газа, помещенного в сильное перпендикулярное магнитное поле, является дискретным. Плотность состояний (ПС) идеальной системы представляет собой набор δ -образных пиков, отстоящих друг от друга на $\hbar\omega_c$ (циклотронная энергия). В реальных 2D-структурах электроны испытывают действие флуктуаций случайного потенциала, в результате чего уровни Ландау приобретают конечную ширину. Ширина уровней Ландау осциллирует в зависимости от фактора заполнения вследствие экранирования флуктуаций крупномасштабных флуктуаций. В результате ПС реальной 2D-структуры отличается от идеальной. Исследование ПС позволяет получить ценную информацию о линейных масштабах и амплитуде флуктуаций случайного потенциала [1].

К настоящему времени достигнут определенный уровень понимания экспериментальных дан-

ных по измерению плотности состояний в магнитном поле [1–9, 12]. Обнаружилось, что вблизи полных значений фактора заполнения $\nu = n/n_0$ ($n_0 = eB/\hbar c$) уровней Ландау плотность состояний $g(\epsilon)$ представляет собой действительно довольно острые пики, ширина которых находится в хорошем соответствии с оценками по квантовой подвижности носителей. Однако в промежутке между уровнями Ландау ПС оказывается отнюдь не экспоненциально малой, а составляет заметную часть (0,2–0,7) от плотности состояний в нулевом магнитном поле $g_0(\epsilon) = m/2\pi\hbar^2 = 10^9 \div 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ мЭВ}^{-1}$. Этот факт в свое время трактовался как некое "плато", на фоне которого возвышаются гауссоподобные пики плотности состояний, и высказывались различные соображения о порождающих его причинах.

Уширение уровней Ландау Γ_N вследствие отщепления локализованных состояний короткопериодным потенциалом много меньше циклотронной энергии: $\Gamma_N \ll \hbar\omega_c$. Это сильное неравенство заведомо выполнено в режиме КЭХ, поскольку даже в значительно меньших полях отчетливо проявляются осцилляции Шубникова — де Гааза, существование которых требует выполнения, по крайней мере, просто неравенства $\Gamma_N < \hbar\omega_c$, эквивалентного условию $\omega_c \tau > 1$. Достаточно надежную оценку величины Γ_N можно получить для короткопериодного потенциала в одноэлектронном приближении $\Gamma_N = [(2/\pi)\hbar\omega_c(\hbar/\tau_q)]^{1/2}$ (τ_q — квантовое время релаксации). Для 2D-структур p -типа на основе Si—Ge было установлено, что отношение τ_μ/τ_q практически близко к единице. Поэтому для оценки ширины уровня Ландау для структур p -Ge/Ge_{1-x}Si_x можно использовать значение времени релаксации, полученное из экспериментальных данных для подвижности $\mu_p = e\tau_\mu/m$.

Для гауссовой формы зависимости плотности состояний от энергии

$$\frac{g(\epsilon)}{g_0} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\hbar\omega_c}{\Gamma_N} \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{\Gamma_N^2}\right)$$

(энергия ϵ отсчитывается от уровня Ландау $\epsilon_N = (N + 1/2)\hbar\omega_c$). Для $\Gamma_N \approx 0,5 \text{ мЭВ}$, $\hbar\omega_c \approx 2 \text{ мЭВ}$ в поле $\sim 10 \text{ Тл}$ находим, что при $\epsilon = \hbar\omega_c/2$ плотность состояний $g(\epsilon) \approx 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ мЭВ}^{-1}$. Это на три порядка меньше экспериментальных значений не только для систем на основе SiGe, но и для гетероструктур GaAs/AlGaAs, кремниевых и инверсионных слоев [1–3]. Таким образом, мелкомасштабный потенциал не обеспечивает достаточно высокую ПС в области энергий между уровнями Ландау. Таковую ПС можно объяснить в рамках представлений о крупномасштабных флуктуациях случайного потенциала.

* Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 98-02-17306, № 99-02-16256).

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Мы провели измерения зависимости продольного ρ_{xx} и холловского ρ_{xy} сопротивлений от магнитного поля ($B = 0 \div 12$ Тл) и температуры ($T = 0,1 \div 20$ К) в многослойных селективно легированных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ ($x = 0,07$) с проводимостью дырочного типа по слоям Ge толщиной (200–230) Å. Слои Ge не легированы, а слой GeSi легирован бором таким образом, чтобы между легированной частью твердого раствора и слоями германия оставались спейсеры толщиной ~50 Å. Образцы имели концентрацию дырок $p_s = (2,3 \div 3,3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижность $\mu_p = (1 \div 1,5) \times 10^{-4} \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. В дальнейшем измеренные величины ρ_{xx} и ρ_{xy} были обращены в σ_{xx} . Для определения ПС использовалась методика, основанная на изучении термоактивационной проводимости $\sigma_{xx}(T, B)$.

Зависимости $\rho_{xx}(B)$ при различных температурах для плато с $i = 2$ изображены на рис. 1. Для гетероструктур $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ [11, 12] положение уровней Ландау не эквидистантно и $\Delta E \sim k_B T$. Поэтому необходимо воспользоваться не бoльцмановской, а фермиевской статистикой носителей заряда: $\sigma_{xx} = \sigma_0 [1 + \exp(E_A/k_B T)]^{-1}$.

Для фиксированных значений индукции магнитного поля B в интервале температур $T = (3 \div 15)$ К наблюдалась активационная температурная зависимость (рис. 2). Зависимость энергии активации E_A от индукции магнитного поля B или фактора заполнения ν в окрестности $\nu = 1$ и $\nu = 2$ для одного из исследованных образцов представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что энергия активации достигает максимума E_A^{max} при целочисленных факторах заполнения ($\nu = 1$ и $\nu = 2$). Ширину щели подвижности можно оценить из соотношения $\Delta = 2 E_A^{\text{max}}$.

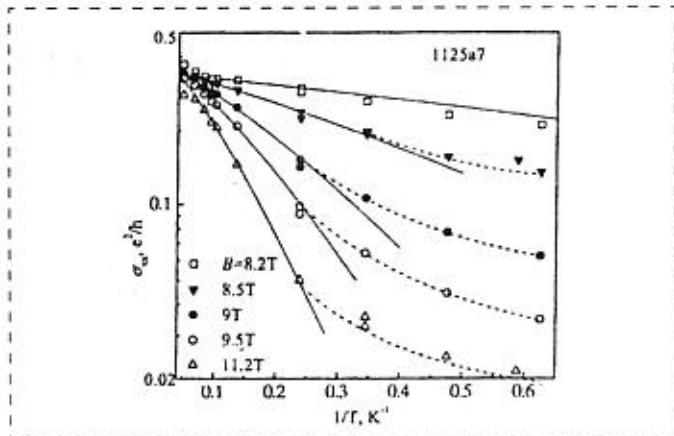


Рис. 2

Из анализа зависимостей $E_A(\nu)$ можно получить информацию о положении уровня Ферми для заданного числа заполнения, о величине производной $dE_F/d\nu$, а следовательно, и о плотности состояний в щели подвижности. На рис. 4 представлена зависимость плотности локализованных состояний $g(E)$ в окрестности чисел заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 2$ ($E = 0$ соответствует середине между уровнями Ландау). Видно, что даже в середине щели подвижности плотность локализованных состояний имеет величину, сравнимую с плотностью состояний двумерного электронного газа без магнитного поля. При этом $g(E)$ почти не зависит от E в большей части энергетического интервала между уровнями Ландау (см. таблицу). Этот результат для систем $p\text{-Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ со сложным спектром валентной зоны находится в соответствии с выводами предыдущих работ для гетероструктур InGaAs/InP [3] и $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ [4] с проводимостью электронного типа.

Чтобы понять причину необычно большой ПС в щели между уровнями Ландау, рассмотрим спектр электронов в квантующих магнитных полях

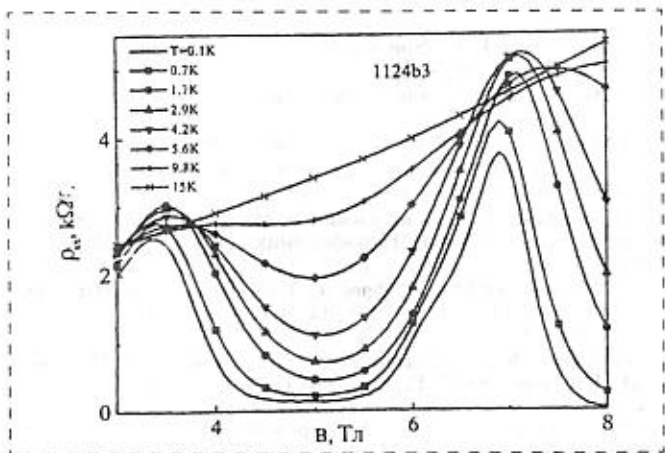


Рис. 1

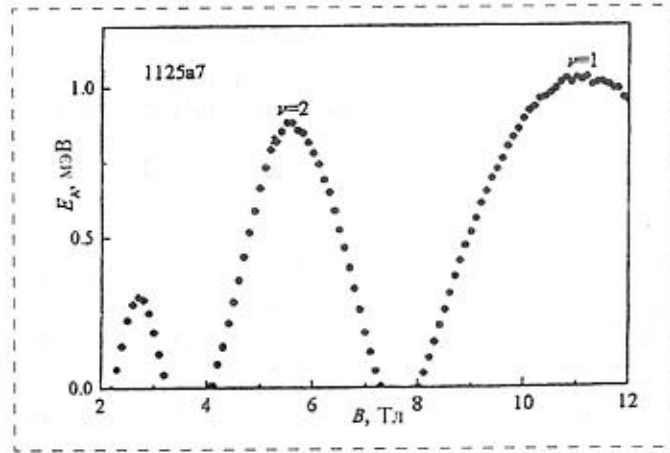


Рис. 3

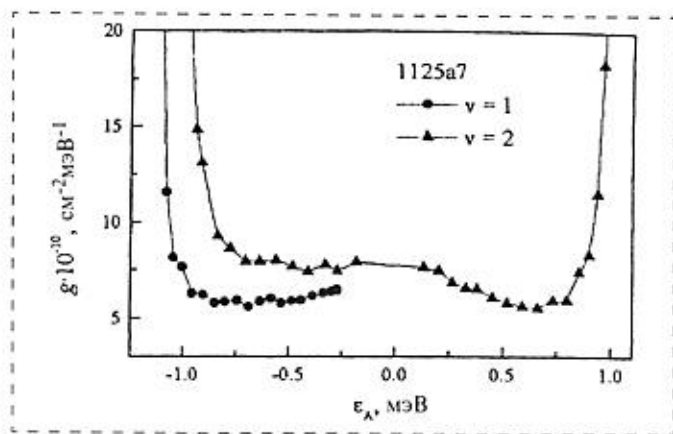


Рис. 4

в поле случайного плавного потенциала. Пусть характерный масштаб изменения потенциала $V(x)$ $x \gg l_B = (\hbar c / eB)^{1/2}$. Заметим, что поскольку магнитная длина $l_B \sim B^{-1/2}$, крупномасштабный характер потенциала проявляется только в достаточно сильных магнитных полях, а при $B \rightarrow 0$ условие $x \gg l_B$ заменяется неравенством $k_F x \gg 1$. В квазиклассическом приближении энергию электрона в квантуемом магнитном поле можно записать как $\epsilon_N(x_0) = \hbar\omega_c(N + 1/2) + V(x_0)$, где x_0 — координата центра осциллятора. Таким образом, плавный потенциал снимает вырождение по x_0 , и в этом приближении уровень Ландау с ϵ_N зависит от пространственных координат. Если среднее значение случайного потенциала $\bar{W} \geq \hbar\omega_c/2$, то очевидно существуют состояния во всем энергетическом интервале между уровнями Ландау. И при выполнении условий $\bar{x} \gg l_B$ и $\bar{W} \geq \hbar\omega_c/2$ плотность этих состояний практически постоянна.

Тип гетероструктуры	№ обр.	n , см^{-2}	μ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	ν	g_{min}
GaAs/AlGaAs ($m = 0,07m_0$) [3]	1	$3,5 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^5$	2	$2 \cdot 10^9$
	1	$3,5 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^5$	4	$2 \cdot 10^9$
	2	$1,4 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^5$	2	$2 \cdot 10^9$
	3	$1,8 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^5$	2	$3,6 \cdot 10^9$
	4	$3 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^5$	2	$3,8 \cdot 10^9$
	5	$4,2 \cdot 10^{11}$	$1,05 \cdot 10^5$	2	$5 \cdot 10^9$
InGaAs/InP ($m = 0,047m_0$) [4]	1	$3,4 \cdot 10^{11}$	$5,5 \cdot 10^4$	2	$\sim 1 \cdot 10^{10}$
Si-MOSFET ($m = 0/19 m_0$) [1]	1	$5 \cdot 10^{11}$	$1,4 \cdot 10^4$	8	$\sim 5 \cdot 10^{10}$
Ge/GeSi ($m = 0,1m_0$)	1	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^4$	1	$5,5 \cdot 10^{10}$
	1	$2,4 \cdot 10^{11}$	$1,1 \cdot 10^4$	2	$7,4 \cdot 10^{10}$
	2	$2,6 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^4$	1	$5,5 \cdot 10^{10}$
	2	$2,6 \cdot 10^{11}$	$1,7 \cdot 10^4$	2	$5,8 \cdot 10^{10}$

Крупномасштабный плавный потенциал формируется вследствие случайного распределения примесей в области селективного легирования. Чтобы оценить значения параметров \bar{x} и \bar{W} , воспользуемся моделью, предложенной Шкловским и Эфросом [12]. Используя экспериментальное значение $g_c = 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ мВ}^{-1}$, мы нашли $\bar{x} = 5000 \text{ \AA}$ и $\bar{W} \approx 5 \text{ мВ}$, так что критерии крупномасштабного потенциала хорошо выполнены ($l_B \approx 80 \text{ \AA}$ при $B = 10 \text{ Тл}$).

Выводы

Проведены исследования температурных зависимостей проводимости в области плато квантового эффекта Холла, когда уровень Ферми лежит в области локализованных состояний между уровнями Ландау. Анализ этих зависимостей на основе теоретических представлений об энергетическом спектре неупорядоченной 2D-системы в квантуемом магнитном поле позволил определить следующие параметры этого спектра: величину щели между парами соседних уровней Ландау, ширину полосы локализованных состояний, плотность состояний в щели подвижности. Наблюдение anomalно больших значений фоновой плотности состояний между уровнями Ландау (порядка плотности состояний при $B = 0$) интерпретируется нами в модели неоднородной среды, которая возникает, если величина локальных флуктуаций крупномасштабного примесного потенциала превышает величину энергетического зазора между невозмущенными уровнями Ландау.

Список литературы

1. Кукушкин И. В., Мешков С. В., Тимофеев В. Б. // УФН. 1988. Т. 155. С. 219.
2. Paalanen M. A., Tsui D. C., Lin B. J., Gossard A. C. // Surf. Sci., 1984. V. 142. P. 29.
3. Wei H. P., Chang A. M., Tsui D. C., Razeghi M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 7016—7019.
4. Weiss D., Stahl E., Weimann G., Ploog K., von Klitzing // Surf. Sci., 1986. V. 170. P. 285—291.
5. Gornik E., Lassing R., Strasser G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 1820.
6. Smith T. P., Goldberg B. B., Stiles P. J. and Heiblum M. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. P. 2696.
7. Eisenstein J. P., Stormer H. L., Narayanamurti V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 875.
8. Gudmundsson V. and Gerhardt R. R. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. P. 8005.
9. Clark R. G. // Phys. Scr. 1991. V. 39. P. 45.
10. Арапов Ю. Г., Городилов Н. А., Неверов В. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ, 1994. Т. 49. С. 247.
11. Алешкин В. Я., Гавриленко В. И., Ерофеева И. В. и др. Материалы совещания "Нанопотоника", Нижний Новгород, 1999. С. 114.
12. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // Письма в ЖЭТФ, 1986. Т. 44. С. 520; Efros A. L. // Solid State Commun. 1989. V. 70. P. 253; 1988. V. 65. P. 1281.
13. Арапов Ю. Г., Опрокидцев А. Ю., Неверов В. Н., Харус Г. И., Шелушнина Н. Г., Кузнецов О. А. Роль флуктуаций случайного потенциала в магнитопробности многослойных гетероструктур $p\text{-Ge}/\text{Ge}_1 - x\text{Si}_x$ в режиме квантового эффекта Холла // Нанопотоника. Материалы совещания (20—23 марта, Нижний Новгород). М.: Ин-т физики микроструктур РАН, 2000. С. 48—51.

ПРИМЕНЕНИЕ МСТ

УДК 681.12

А. Ю. Кузин, д-р техн. наук,
В. Н. Марютин, канд. физ.-мат. наук,
В. В. Календин,
32 ГНИИИ МО РФ

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ИЗМЕРЕНИЙ ЛИНЕЙНЫХ РАЗМЕРОВ В НАНОМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Рассматриваются вопросы разработки методов и средств измерений линейных размеров элементов в субмикронной и нанометровой областях. При этом учитываются перспективы уменьшения критического размера элемента микросхемы (минимального размера элемента, например, ширины затвора полевых транзисторов) от 0,35 до 0,07 мкм при сохранении погрешности их измерения в контрольной операции до 1 % номинального размера, ужесточение точности совмещения топологических рисунков, уменьшение шага металлической разводки от 1,0 до 0,3 мкм.

Создание новой техники, наукоемких технологий и новых материалов, обеспечивающих коренные сдвиги в структуре и техническом уровне производства, а также выход отечественного производства на мировой уровень, в значительной мере сдерживается недостаточным уровнем метрологического обеспечения.

Из-за отставания техники сверхточных измерений на атомном и молекулярном уровнях, отсутствия специальных исходных методов и средств обеспечения единства прецизионных измерений затянулось внедрение высших экологически чистых перспективных технологий в базисных отраслях экономики.

Интенсивное развитие нанотехнологии требует создания системы метрологического обеспечения измерений, в первую очередь, длины в нанометровом диапазоне.

Большинство средств измерений длины в нанометровом диапазоне, обеспечивающих достижение предельных возможностей измерений, основано на таких физических принципах, как растровая электронная и оптическая микроскопия, сканирующая зондовая микроскопия, лазерная интерферометрия и фазометрия. Ряд приборов, реализующих тот или иной физический принцип, ис-

пользуется в нанотехнологии, а также в качестве инструмента для создания наноструктур.

В настоящее время рядом ведущих зарубежных фирм *Jeol* (Япония), *Digital Instruments*, *Hewlett Packard* (США), *Burleigh Perten* (Германия), *Nanosurf*, *NFL* (Великобритания) производится широкий спектр средств измерений длины в нанометровом диапазоне. Следует отметить, что и наши производители (например, АОЗТ "НТ-МДТ", "КПД", Зеленоград) приступили к выпуску контрольно-измерительного оборудования, реализующего принципы сканирующей зондовой микроскопии.

Практически большинство измерительных средств находится вне сферы метрологического обслуживания, не проходит сертификационных испытаний и не обеспечено средствами калибровки и поверки. Все это снижает уровень контрольно-измерительных операций при производстве изделий микро-, наноэлектроники, не гарантирует единства и достоверности данных измерений и, тем самым, наносит существенный материальный ущерб в базовых отраслях экономики.

Анализ состояния измерений длины в микро- и нанометровом диапазоне показывает, что метрологическое обеспечение таких измерений, включающее в себя эталоны, установки высшей точности, меры малой длины и стандартные образцы нанорельефа поверхности, аттестованные рабочие средства измерений, а также соответствующая Государственная поверочная схема и нормативная документация находятся в стадии разработки.

Следует отметить, что ведущие страны мира, занимающие ключевые позиции в микроэлектронике (Япония, США, Германия, Великобритания и др.), вопросам внедрения метрологии в практику линейных измерений в микро- и нанометровом диапазоне уделяют первостепенное значение.

В США создана национальная программа метрологического обеспечения микроэлектроники (*National Semiconductor Metrology Program*). Программа опирается на прогноз потребности в метрологическом обеспечении, который создавался при участии *NIST* и оформлен в виде национального технологического прогноза для полупроводникового производства (*National Technology Roadmap for Semiconductors*). Часть этого прогноза посвящена линейным измерениям. В табл. 1 представлен ожидаемый прогресс в уменьшении размеров топологических элементов микросхем для важнейших линейных величин, которыми они определяются.

Перспективы развития технологии полупроводниковой микроэлектроники США на период 1995—2010 гг. [3]

Технологическая характеристика	Годы					
	1995	1998	2001	2004	2007	2010
Диаметр пластины, мм	200	200	300	300	400	400
Критический размер, нм	350	250	180	130	100	70
Технологический допуск на критический размер, нм	35	25	18	13	10	7
Точность измерений критического размера, нм	3,5	2,5	1,8	1,3	1,0	0,7
Допуск на совмещение, нм	100	75	50	40	30	20
Точность совмещения, нм	10	7,5	5	4	3	2
Шаг металлической разводки, мкм	1,0	0,8	0,55	0,35	0,3	0,3
Точность измерения шага разводки, нм	10	8	5,5	3,5	3,0	3,0

Программа метрологического обеспечения предполагает решение следующих важнейших задач:

- создание эталонов единицы длины в нанометровом диапазоне на основе использования одновременно растрового электронного и сканирующего зондового микроскопов, трехкоординатного интерференционного компаратора на основе атомно-силового микроскопа и рабочего эталона единицы длины на основе конфокального микроскопа и средств их аттестации, способов и устройств передачи размера единицы длины рабочим средствам измерений [1, 3];
- создание прецизионной технологии получения микроэталонных в виде трехмерных наноструктур на атомарно-гладкой поверхности полупроводниковых материалов (Si, GaAs) с подсчетом числа атомных плоскостей в каждом из направлений (*Atom-based Metrology*) [5], мер ширины и рассовмещения на основе монокристаллического кремния на диэлектрике с атомарно-гладкими поверхностями и определения числа плоскостей в каждом направлении [6] (*Single Crystal CD and overlay Reference Material*), а также технологии изготовления игл с воспроизводимой формой для сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ), методов и средств их калибровки [2];
- разработка теоретических (математических) моделей взаимодействия измерительных растрового электронного микроскопа (РЭМ), СЗМ и оптических микроскопов с различными наноструктурами и микроструктурами и моделей решения задач деконволюции для определения ширины мер с помощью игл [2, 4, 7, 11—13];
- разработка систем микропозиционирования микрообъектов и технологии управления их движением для СЗМ с субнанометровым разрешением в диапазоне до 50 нм (50×50 нм) [8—10] (*Advancing the state-of-art stage for subatomic Scale Displacement Metrology Project*).

Фактическое отсутствие метрологического обеспечения микроэлектроники в нашей стране является одной из причин нашего отставания в этой области от развитых стран.

В связи с этим становится важной задача разработки высокочувствительных методов и прецизионных средств измерений малых длин в микро- и нанометровом диапазоне, а также метрологического обеспечения единства этих измерений.

Следует отметить, что внедрение метрологии в эту специфическую область измерений связано с определенными трудностями, а именно:

- необходимостью разработки прецизионной технологии получения специальных тест-объектов;
- многообразием наблюдаемых видов специальных тест-объектов и стандартных образцов с различными вариантами топографии поверхности;
- большим числом контролируемых параметров в процессе измерений;
- отсутствием единства в методах измерений линейных размеров структурных элементов тест-объектов и в методах поверки измерительных средств;
- отсутствием нормативной документации на методы и средства измерений (поверки) малых длин.

Для успешного решения данной проблемы необходим комплексный подход, заключающийся в разработке специальной технологии получения тест-объектов и стандартных образцов нанорельефа поверхности, анализе принципиальных возможностей различных методов линейных измерений, выборе наиболее эффективных в метрологическом отношении методов и их технической реализации, оптимальной с точки зрения стабильности и разрешающей способности.

Основным инструментом для наблюдения и измерений (качественной и количественной оценки) сверхмалых объектов являются микроскопы, использующие различные физические принципы и средства воздействия на объект: световые потоки, электронные и ионные пучки, акустоэлектронные взаимодействия, рентгеновские лучи, туннельные потоки носителей заряда, силовые поля на сверхмалых расстояниях и т. п.

Микроскопия прошла сложный путь развития, и каждое ее достижение сопровождалось прежде всего увеличением разрешающей способности

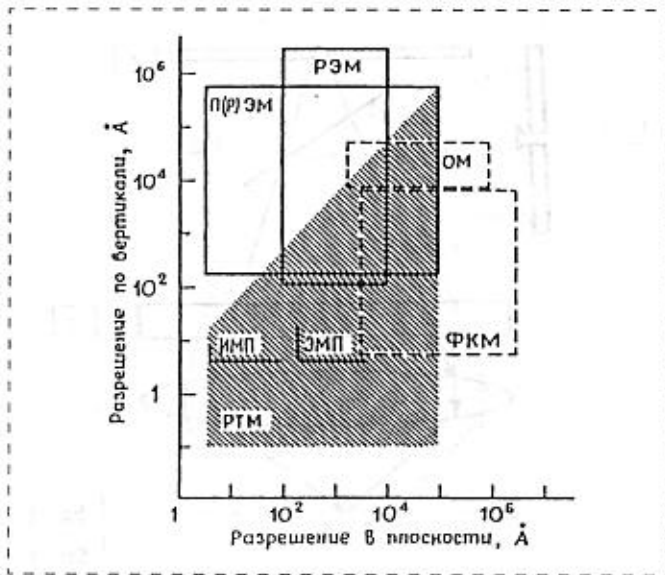


Рис. 1. Сопоставление пространственного разрешения СТМ и других микроскопов:

ОМ — оптический микроскоп высокого разрешения; ФКМ — фазоконтрастный микроскоп; П(Р)ЭМ — просвечивающий (растровый) электронный микроскоп; РЭМ — растровый электронный микроскоп; ИМП — ионный микропроектор; ЭМП — электронный микропроектор

(рис. 1), а также существенным ослаблением воздействия на объект в процессе измерений, облегчением работы экспериментатора в отношении юстировки, наблюдения по большому полю (введение растрового режима), автоматизации сбора, обработки и отображения результатов измерений на дисплее или жестком носителе.

В настоящее время в промышленности для измерений малых длин используется значительный парк приборов, основанных на методах физической оптики и электронной микроскопии.

Оптическая микроскопия

В настоящее время оптический микроскоп является основным средством контроля линейных размеров в микроэлектронике. Его высокие эксплуатационные качества — простота, надежность, слабое влияние на объект измерений, высокая скорость получения результата, а также относительно низкая стоимость — часто (особенно в промышленности) заставляют отдавать ему предпочтение среди других средств измерений, таких как, например, растровая электронная или атомно-силовая микроскопия.

Техническое совершенствование оптических микроскопов превратило их в высокоавтоматизированные измерительные инструменты (фотоэлектрические, телевизионные микроскопы), в которых профиль изображения контролируемого элемента регистрируется и обрабатывается с помо-

щью компьютера. Это позволило исключить субъективную погрешность и достичь воспроизводимости измерений линейных размеров в тысячные доли микрометра [14, 15].

Впечатляющий прогресс в области метрологического обеспечения линейных размеров в микроэлектронике в 1960—1970 годах, достигнутый благодаря исследованиям, проведенным в Национальном Бюро Стандартов США (NBS, NIST), позволил уменьшить систематическую погрешность измерений топологических элементов на фотошаблонах в диапазоне размеров от 20 мкм до сотых долей микрометра [14].

Однако эти многообещающие успехи на начальном этапе становления технологии контроля линейных размеров в микроэлектронике не дали возможности преодолеть объективные сложности, существующие в контроле линейных размеров элементов топологии интегральных микросхем.

Ограничения, существующие для оптических микроскопов при контроле малых размеров интегральных микросхем, обычно связывают с ограничением их разрешающей способности. Однако для микроэлектроники на первый план часто выступают ограничения, связанные с самими объектами контроля, с их геометрией и оптическими свойствами.

Эти характеристики заметно влияют на изображение элементов топологии микросхем даже при сравнительно больших размерах и существенно возрастают при значениях, близких к тем, которые определяют разрешающую способность оптики таких микроскопов. При разнообразии оптических (коэффициентов отражения от нижнего и верхнего основания элемента и оптического сдвига фазы на границе элемента) и геометрических (клин травления, "забор", "клюв" и др.) свойств элементов топологии микросхем разрешающая способность и погрешность измерений зависят от диапазона измерения линейных размеров. Так, для элементов одной и той же ширины, но разной толщины данные при измерении ширины этих элементов могут различаться приблизительно на 0,3 мкм.

Указанная особенность не является единственным или главным препятствием, затрудняющим контроль малых линейных размеров микросхем. Серьезное ограничение связано с физической особенностью самого метода контроля — микроскопии. Действительно, для достижения высокого разрешения объекта контроля в оптических микроскопах используются объективы с высокой числовой апертурой. Однако при этом глубина резкости уменьшается обратно пропорционально квадрату значения апертуры, что формально приводит к "планаризации" контролируемого объекта с малыми размерами, ширина которого реально сравнима с его толщиной. При наличии клина на краю такого элемента размер, определенный по

тонкому слою верхнего или нижнего плато, не способен адекватно отразить его ширину.

Препятствия, затрудняющие измерения ширины и связанные с самим объектом контроля, дополняются препятствиями, определяемыми оптическим микроскопом даже в пределах его разрешающей способности. Так, серьезной проблемой является освещение. Использование для освещения белого света удобно в эксплуатационном плане — увеличивается отношение сигнал/шум при измерениях, исключается образование слабоконтрастных изображений при визуальных наблюдениях. Однако высокая чувствительность к коэффициенту отражения для различных длин волн потенциально приводит к потере чувствительности к изменению ширины линии.

Примерно таким же образом влияет на изображение контролируемого элемента и слабая когерентность света в освещающем пучке. Увеличение углов падения света на образец, выгодное энергетически, приводит к образованию теневых эффектов на границах изображения, зависимости коэффициентов отражения от углов падения и в конечном счете — к "размыванию" этих границ, которое по значению больше, чем то, которое определяется чисто дифракционными эффектами.

Таким образом, качественно более сложный объект контроля в интегральных микросхемах (по сравнению с плоскими, бинарными по своим оптическим свойствам объектами фотомасштабов) выявил принципиальные ограничения метода традиционной оптической микроскопии.

Неудовлетворенная потребность в контроле линейных размеров интегральных микросхем методом традиционной оптической микроскопии привела в последнее время к появлению принципиально новых методов измерений, приспособленных или специально предназначенных для использования в микроэлектронике. Как видно из приведенного ниже материала, стимулом к их созданию и совершенствованию явились те препятствия, с которыми не смогла справиться традиционная микроскопия.

Конфокальная лазерная сканирующая микроскопия

Измерительные приборы, основанные на методе конфокальной лазерной сканирующей микроскопии (КЛСМ) [16], в настоящее время получили наиболее широкое распространение среди других нетрадиционных методов контроля.

Оптическая схема такого микроскопа изображена на рис. 2. Контролируемый образец в КЛСМ сканируется сфокусированным лазерным пучком.

Световой пучок лазера фокусируется на точечной диафрагме-источнике 1 и, пройдя через полупрозрачное зеркало 2, блок сканирования 3 и микрообъектив 4, создает изображение этого отверстия в плоскости образца 5. Отраженный от образ-

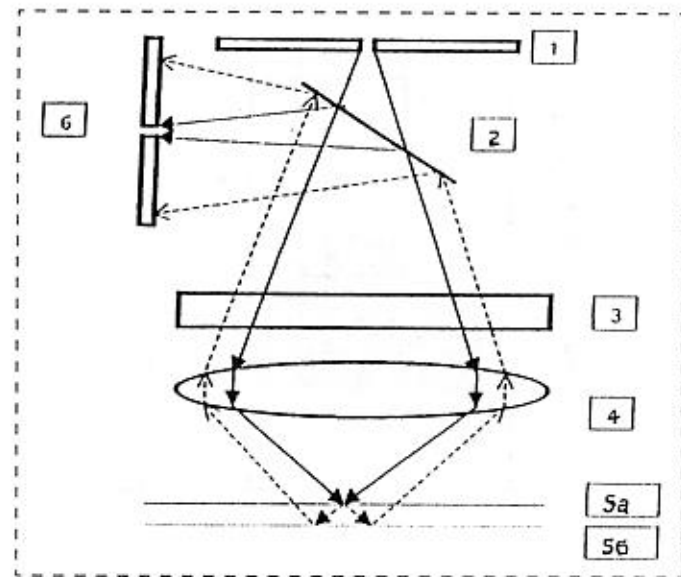


Рис. 2. Структурная схема конфокального микроскопа

ца пучок той же оптической системой собирается и, отражаясь от полупрозрачного зеркала 3, попадает на другую точечную диафрагму 6, за которой расположен фотоприемник. В такой оптической системе отклонение плоскости образца 5b от предметной плоскости 5a, в которой лежит точка фокуса объектива, вызывает дефокусировку отраженного сигнала в плоскости приемной диафрагмы 6 и резкое уменьшение сигнала на входе фотоприемника. Контролируемое перемещение образца в вертикальном направлении до совмещения с предметной плоскостью позволяет вновь получить сигнал на входе фотоприемника, при этом фиксируется перемещение и, следовательно, отклонение плоскости образца от исходного состояния, т. е. высота ступеньки.

Таким образом, с помощью конфокального микроскопа возможно построение трехмерного изображения посредством послойного сканирования образца по глубине.

В отличие от традиционного микроскопа для КЛСМ увеличение числовой апертуры объектива и уменьшение длины волны света приводят к увеличению вертикального его разрешения и получению большей информации о переходной области на краю элемента. Кроме того, малая глубина резкости в КЛСМ дает возможность исключить фон, создаваемый другими слоями в картине изображения, и, таким образом, получить контрастное изображение даже для мало контрастных объектов. Отсутствие интерференции лучей, отраженных от верхнего и нижнего плато, дает возможность получить изображение, не зависящее от высоты элемента и оптических характеристик материала слоя. Использование монохроматического источника из-

лучения в КЛСМ исключает наложение нескольких профилей изображения, создаваемых многими световыми пучками с разными длинами волн (как это происходит в обычном микроскопе), что повышает чувствительность измерительного прибора к изменению ширины контролируемого элемента. На основании теоретических исследований делается вывод о более высоком латеральном разрешении КЛСМ по сравнению с обычным микроскопом при одинаковых параметрах используемой в них оптики [16].

Теоретические выводы относительно более совершенных (по сравнению с традиционным оптическим микроскопом) возможностей КЛСМ получили экспериментальное подтверждение. Так, выявлено, что диапазон линейных размеров, который можно контролировать на конфокальном микроскопе при длине волны света 0,486 мкм, составляет около 0,2 мкм. Возможность вертикального сканирования контролируемого образца позволила измерить его ширину отдельно по верхнему и нижнему плато. В результате оказалось возможным контролировать основание клина травления по фоторезистивной маске с помощью оптического метода.

Сканирующая микроскопия ближнего поля

Данный метод основан на сканировании объекта контроля зондирующим пучком, прошедшим через диафрагму в непрозрачном экране размером менее длины волны света [7]. Электромагнитное поле за такой диафрагмой "провисает" на расстояние, примерно равное половине длины волны света, и взаимодействует с участком поверхности объекта контроля, если он расположен на расстоянии, меньшем указанной величины. Отраженный или прошедший свет регистрируется чувствительным фотоприемником. В случае, если поверхность контролируемого объекта находится на расстоянии, большем половины длины волны света, инициируется процесс вертикального сканирования до появления сигнала от фотоприемника. Как видно, по принципу действия сканирующий микроскоп ближнего поля подобен туннельному или атомно-силовому микроскопу.

Основное достоинство сканирующей микроскопии ближнего поля (СМБП) — высокая разрешающая способность. Наименьший размер элемента, полученного с помощью СМБП, составляет 20 нм при длине волны света 0,486 нм. В изображении контролируемого элемента отсутствуют дифракционные или интерференционные эффекты, затрудняющие определение его границ. Отсутствуют затруднения и в контроле относительно толстых элементов — как и в методе КЛСМ, они преодолеваются чисто техническим методом — послойным сканированием образца.

Отличительной особенностью СМБП по сравнению с атомно-силовым микроскопом является чувствительность к оптическим характеристикам поверхности контролируемого образца, длине волны света, люминесценции и др.

Микроскопы ближнего поля уже серийно выпускаются и доступны для промышленного использования при создании интегральных микросхем.

К настоящему времени разработаны и другие методы и средства контроля линейных размеров в микроэлектронике: лазерная сканирующая микроскопия [17], фазово-компьютерная микроскопия [18], интерференционная микроскопия с использованием зонда когерентности [19]. Однако эти средства измерений к настоящему времени не получили широкого распространения при создании микросхем.

Лазерная дифрактометрия

В настоящее время для измерений микронных и субмикронных размеров разработаны лазерные дифрактометры (ЛД), в которых ширина (период) элемента определяется по параметрам дифракционного спектра, возникающего при освещении одного или группы элементов в виде дифракционной решетки пучком когерентного света [20, 21]. Основная задача в дифракционном методе измерений — восстановление геометрической структуры элементов тест-объектов по дифракционной картине интенсивности. Это требует проведения теоретических исследований по восстановлению профиля периодической структуры по значениям интенсивности главных дифракционных максимумов (ГДМ) с использованием математических моделей, т. е. связано с решением обратной задачи дифракции. Достоинством применения дифракционного метода является простота измерений, возможность определения статистических параметров величин без проведения отдельных наблюдений и замеров непосредственно с автоматизированной обработкой результатов измерений с помощью ПЭВМ.

Основная методическая погрешность измерений ширины элемента топологии объекта связана с приближенными расчетами ее величины при использовании скалярной теории дифракции и для размеров 0,4—20 мкм может составлять 0,1—0,3 мкм.

Аттестация ЛД, реализующих косвенный метод измерений, может быть проведена без использования мер сравнения по значениям интенсивности (углового положения ГДМ) дифрагированного света с использованием аттестованных средств измерений угла и энергетической фотометрии с абсолютной привязкой к его длине волны. Следует отметить, что для восстановления геометрической структуры измеряемых элементов необходимо знание общего вида и формы элементов топологии, которые априори не известны, что, в свою очередь,

приводит к некорректности однозначного восстановления топологии поверхности и затрудняет вычисление размеров тест-структур из анализа дифракционной картины.

Растровая электронная микроскопия

Перспектива развития измерений длины в субмикрометровом диапазоне связана с применением растрового электронного микроскопа (РЭМ).

Высокая разрешающая способность, большой диапазон увеличений (до 100 000 и выше), большая глубина фокусировки (~100 мкм), многообразие режимов работы и возможность получения информации об объекте в виде электрического сигнала дают возможность разработки высокочувствительного средства измерений линейных размеров на основе РЭМ [22].

Измерения линейных размеров с помощью РЭМ могут проводиться двумя способами. В первом РЭМ используется как средство визуализации и позиционирования микрообъекта, а измерения проводятся независимо с использованием методов лазерной интерферометрии. Второй способ заключается в непосредственном измерении размеров в поле зрения РЭМ по задаваемому увеличению [23, 24]. Следует отметить, что второй способ измерений аналогичен измерению линейных размеров с помощью оптических микроскопов. В этом случае должны быть известны погрешность увеличения РЭМ и методика проведения измерений по задаваемому увеличению. РЭМ в данной методике выступает как компаратор, сравнивающий измеряемый объект с эталонной мерой, по которой градуируется его увеличение. Такое сравнение позволяет избавиться от погрешности определения увеличения РЭМ, которая в диапазоне до 20 000 может достигать 30 %.

Для исключения погрешности, обусловленной искажением изображения на экране электроннолучевой трубки из-за нелинейности развертки, измерения необходимо проводить без визуализации структуры объектов по профилю детектируемого видеосигнала. Такой способ измерений размеров элементов требует наличия аттестованных периодических эталонных мер малой длины (аттестация этих мер может быть проведена с использованием метода лазерной дифрактометрии).

Более высокую точность и воспроизводимость результатов измерений малых длин дает метод прямых непосредственных измерений с использованием лазерных интерферометрических систем. Эталонной мерой в этом случае служит длина волны лазерного излучения, относительная погрешность измерений которой для He—Ne лазера составляет 10^{-9} . Кроме того, использование в интерферометрической системе лазерного излучения с высокой пространственно-временной когерентно-

стью, обеспечивающей проведение измерений линейных перемещений в широком динамическом диапазоне, а также фазовых методов обработки информационного сигнала позволяет достигнуть погрешности измерений ~0,1 нм, что существенно выше предела разрешения РЭМ. К числу факторов, ограничивающих точность измерений при таком методе, относятся конечность размеров электронного зонда, его пространственно-временная нестабильность, разрешение интерферометра, неточность установки тест-объекта и вибрации.

В настоящее время современные модели РЭМ выпускаются рядом фирм мира, среди которых можно назвать *Amray, Biorad, Cambridge, Etec, Hitachi, JEOL, Nanometric, Philips*. Практически все РЭМ этих фирм оснащены средствами получения кривых видеосигналов при сканировании их зондом образца вдоль одной линии (режим Y-модуляции). Таким образом, в практике мирового приборостроения уже освоен выпуск моделей РЭМ-компараторов, пригодных для проведения линейных измерений элементов с субмикронными размерами по регистрируемому кривым видеосигналов. Имеются приборы, позволяющие фиксировать сигнал отклика как во вторичных медленных электронах, так и в обратно рассеянных (отраженных) электронах.

Наряду с моделями РЭМ, предназначенными для решения широкого класса исследовательских задач, были разработаны и изготовлены специальные электронно-оптические средства измерений линейных размеров, которые можно использовать для аттестации эталонов мер малой длины в микронном и субмикронном диапазонах [25—27]. Принципиальные схемы этих измерительных систем практически одинаковы. Объект крепится на подвижном столике, управляемом ПЭВМ. Сфокусированный электронный пучок (зонд) находится в неподвижном состоянии, а зондирование образца осуществляется перемещением столика, в результате чего фиксируется сигнал отклика, распределение амплитуды которого по координате перемещения столика в единицах длины волны He—Ne лазера является носителем информации об аттестуемом размере элементов меры. С помощью таких измерительных систем аттестуются эталоны для калибровки увеличения любого РЭМ. Различия известных измерительных систем с такой принципиальной схемой состоят лишь в различии конструктивных узлов (разные типы интерферометров, различные схемы управления узлами приборов и т. п.). Технические характеристики измерительных РЭМ приведены в табл. 2.

Однако РЭМ-метод характеризуется рядом ограничений и недостатков, которые особенно сильно проявляются в субмикронном и нанометровом диапазонах измерений:

Технические характеристики систем измерений линейных размеров на базе РЭМ

Фирма, модель, страна	Диапазон измерений, мкм	Точность, %	Воспроизводимость, %	Стабильность времени	Перемещение стола, мм		Характеристики позиционирования	Система измерений
					X	Y		
Amray Inc, модель 1700, США	0,1—500	1	1	2	55	80	Точность 3 мкм Воспроизводимость 3 мкм	Лазерный интерферометр. Приставка для анализа профиля интенсивности (снятие профиля в 512 сечениях)
Cambridge Instr. Inc, модель S209, Великобритания	0,1—10	±2	±2	—	210	210	—	Лазерный интерферометр
Hitachi Instr. Dev, модель 570, Япония	0,5—100	±5	—	—	100	100	Воспроизводимость 0,5 мкм	Лазерный интерферометр. Время измерений 10 с
JEOL, модель JEPAS 1000, Япония	0,1—100	3	1	1,5	100	100	Воспроизводимость 2 мкм	Приставка для анализа профиля интенсивности
Carl Zeiss, модель ZRM-20, ГДР	0,5—100	±0,05	±0,03	—	160	160	Точность 0,5 мкм	Двухлучевой интерферометр с дискретностью отсчета 0,02 мкм

- недостаточно высокое пространственное разрешение, не позволяющее с необходимой точностью контролировать размеры даже субмикронных элементов микросхем;
- сложность получения трехмерных изображений поверхности, обусловленная в первую очередь тем, что высота рельефа в РЭМ определяется по эффективности упругого и неупругого рассеяния электронов и зависит от глубины проникновения первичных электронов в поверхностный слой;
- необходимость нанесения дополнительного токопроводящего слоя на плохопроводящие поверхности для предотвращения эффектов, связанных с накоплением заряда;
- проведение измерений только в условиях вакуума;
- возможность повреждения изучаемой поверхности высокоэнергетичным сфокусированным пучком электронов [28].

Сканирующая туннельная микроскопия

Предельные значения при измерении длины в нано-, субнанометровом диапазоне достигаются при использовании высокоразрешающих методов сканирующей туннельной и атомно-силовой микроскопии.

Измерение линейных размеров с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) основано на квантовом эффекте туннелирования электронов через узкий потенциальный барьер между исследуемой металлической поверхностью и острием микрозонда [29—34]. Туннелирование хорошо изучено в случае плоских электродов, который на практике реализуется, например, в системах металл—диэлектрик—металл. В случае СТМ один из плоских электродов заменяется острием-иглой,

которое крепится на X, Y, Z-позиционере (рис. 3). Это острие с помощью позиционера подводится ко второму электроду, которым является исследуемая металлическая поверхность, до тех пор, пока не появится в цепи туннельный ток. При расстоянии между электродами ≤ 1 нм и приложении разности потенциалов $U = 0,1 \div 1,0$ В туннельный ток имеет вполне измеримую величину 1—10 нА. Туннельный ток очень чувствителен к величине зазора и экспоненциально изменяется примерно на порядок при перемещении острия по нормали к поверхности образца на 0,1 нм.

Работа СТМ осуществляется следующим образом: при постоянном напряжении острие перемещается над поверхностью, при этом с помощью обратной связи, воздействующей на пьезоэлемент,

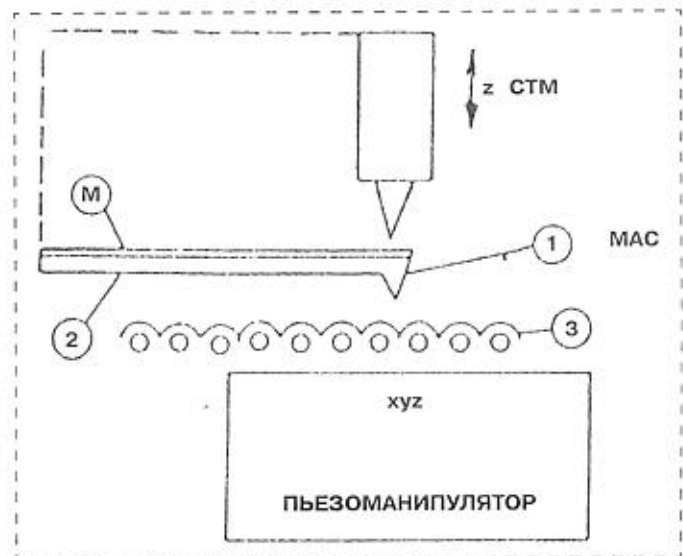


Рис. 3. Принцип работы АСМ

на котором закреплено острие, туннельный ток поддерживается постоянным. Тогда в соответствии с рельефом поверхности исследуемого образца меняется напряжение на управляющем пьезоэлементе. Если работа выхода электронов постоянна вдоль поверхности, то получаемый при сканировании сигнал непосредственно дает информацию о топографии поверхности в атомном масштабе.

Вариации работы выхода могут привести к искажениям картины, которые, как правило, малы и к тому же могут быть учтены путем измерений вариаций работы выхода в том же самом эксперименте. Для этого величину зазора надо промодулировать на малую величину и измерить переменную составляющую туннельного тока.

Высокое разрешение СТМ вдоль нормали к поверхности ($\leq 0,01$ нм) и в горизонтальном направлении ($\sim 0,1$ нм) [30], которое реализуется как в вакууме, так и с диэлектрическими средами в туннельном промежутке, открывает широкие перспективы повышения точности измерений линейных размеров в нанометровом диапазоне. На рис. 4, 5 (см. третью сторону обложки) представлены СТМ-изображения атомной структуры поверхности графита и никелевой пленки, напыленной на стекло.

Следует подчеркнуть следующие достоинства метода измерений линейных размеров с помощью СТМ:

- неразрушающий характер измерений, обусловленный отсутствием механического контакта и низкой энергией туннелирующих электронов;
- возможность проводить измерения как в вакууме, так и при атмосферных условиях, а также в диэлектрических жидкостях;
- возможность работы в широком диапазоне температур;
- относительно высокая скорость формирования изображения измеряемого объекта с атомным разрешением.

Получившая уже достаточно широкое распространение сканирующая туннельная микроскопия (СТМ), хотя и обладает значительно более высоким разрешением, чем РЭМ, однако не позволяет напрямую получать изображение поверхности непроводящих материалов. Кроме того, на точность отображения рельефа поверхности в СТМ заметно сказываются плотность электронных состояний вблизи поверхности и работа выхода, наличие природных и индуцированных током иглы СТМ адсорбатов [31].

Атомно-силовая микроскопия

Атомно-силовая микроскопия поверхности (АСМ), предложенная в 1986 г. [33, 35], основана на эффекте силового взаимодействия между близко расположенными твердыми телами. В отличие от СТМ метод АСМ пригоден для проведения из-

мерений как на проводящих, так и на непроводящих поверхностях не только в вакууме, но и на воздухе и в жидкой среде. Важнейшим элементом АСМ является микрозонд (кантилевер), на конце которого располагается диэлектрическое острие с радиусом кривизны R (рис. 6, см. третью сторону обложки), к которому с помощью трехкоординатного манипулятора подводится поверхность исследуемого образца на расстояние $d \approx 0,1 \div 10$ нм. Острие кантилевера обычно закрепляют на пружине, изготовленной в виде кронштейна с малой механической жесткостью. В результате межатомного (межмолекулярного) взаимодействия между образцом и острием кантилевера кронштейн отклоняется. Отклонение регистрируется датчиками, преобразующими перемещение в электрический сигнал. Изменение высоты положения кантилевера регистрируется емкостными, оптическими (лазерными) датчиками [36, 37], а также с использованием туннельного датчика, который выполнен в виде проводящего острия туннельного микроскопа, расположенного над наружной поверхностью кронштейна (см., например, [38]). Манипулятор с помощью системы обратной связи изменяет положение образца таким образом, чтобы сила $F(d) \approx 10^{-8} \div 10^{-12}$ Н, действующая между острием кантилевера и микрообъектом, в процессе сканирования оставалась постоянной (см. рис. 3). При этом регистрируются все три координаты кончика микрозонда, что позволяет получить трехмерное изображение поверхности.

Разрешение АСМ вдоль нормали к поверхности сравнимо с соответствующим разрешением СТМ [30], а разрешение в горизонтальном направлении (продольное разрешение) зависит от расстояния d и радиуса кривизны острия R . Числовой расчет [38] показывает, что при $R = 0,5$ нм и $d = 0,4$ нм продольное разрешение составляет ~ 1 нм. Следует отметить, что продольное разрешение АСМ повышается при уменьшении R и d . Так, при $d = 0,1$ нм, т. е. в области отталкивающих сил Ван-дер-Ваальса, продольное разрешение АСМ может достигать нескольких десятых долей нанометра. На рис. 7 (см. третью сторону обложки) представлено АСМ-изображение атомной структуры слюды.

Необходимо подчеркнуть, что зондом АСМ является острие иглы, которое позволяет снимать информацию о профиле элемента рельефа поверхности, имеющего нанометровые размеры, но высота (глубина) такого элемента не должна превышать 100 нм, а соседний элемент должен быть расположен не ближе, чем на расстоянии 100 нм. Эти ограничения указывают на узкие возможности применения техники АСМ для контроля элементов современных СБИС, высота (глубина) которых составляет от 0,1 до 1,0 мкм и даже более. Кроме того, при глубине (высоте) элементов рельефа менее 100 нм регистрируемая кривая сигнала отклика

АСМ имеет форму, которая зависит как от геометрии рельефа поверхности твердого тела, так и от геометрии острия зонда (форма острия сферическая, параболическая и т. п.). Поэтому в измерениях на АСМ требуется эталонная структура с известным профилем элемента рельефа и аттестованным размером этого элемента, по которой возможно определить аппаратную функцию средства измерений. В работе [34] было показано, что при выполнении некоторых специфических для АСМ условий возможно восстановление профиля элемента без потери информации. Однако эти условия практически невозможно осуществить в эксперименте.

В настоящее время целый ряд ведущих фирм на Западе освоили серийное производство средств измерений в микро- и нанометровом диапазонах. Выпуск сканирующих зондовых микроскопов (СЗМ) проводится такими фирмами, как *Jeol* (Япония), *WA Technology* (Великобритания), *Burleigh* (Германия), *Spiral* (Франция), *Angstrom Technology* (США), *Digital Instrument* и *Hewlett Packard* (США). Общее число выпускаемых средств измерения на Западе составляет 1000 и более единиц в год. В России серийное производство СЗМ проводят АОЗТ "НТ-МДТ" и "КПД" (г. Зеленоград). Число выпускаемых приборов до 100 шт. в год. Качество их отвечает всем современным требованиям оборудования, уже завоевавшего признание как в России, так и за рубежом. Технические характеристики сканирующих зондовых микроскопов приведены в табл. 3.

Лазерная интерферометрия

Наиболее разработанным и широко применяемым на практике методом измерений линейных размеров является оптический метод. В этом мето-

де используется лазерное излучение, а регистрация перемещений исследуемого объекта осуществляется либо по интерференционной картине, либо по отклонению отраженного пучка. Известно четыре варианта интерференционного метода [36, 39]:

- гомодинный;
- гетеродинный;
- поляризационный;
- с лазерно-диодной обратной связью.

В гомодинном оптическом интерферометре пучок лазера отражается от объекта и интерферирует с частью пучка, отраженного от опорной пластинки. Будучи простым и достаточно надежным, гомодинный интерферометр характеризуется относительно высоким уровнем шумов на частотах ниже 100 Гц. Например, в полосе от 0,5 Гц до 3 кГц уровень шумов составляет ~0,2 Å. В последнее время гомодинная методика была существенно усовершенствована путем использования полностью волоконной схемы с многомодовым диодным GaAlAs-лазером [40]. Применение волоконной оптики позволило сделать интерферометр очень компактным, а также уменьшить выделение теплоты. Кроме того, в волоконной системе почти полностью исключаются флуктуации длины оптического пути из-за турбулентности воздуха. В результате шум в полосе частот 0—1 кГц стал меньше 0,1 Å.

В гетеродинном методе [41] сдвинутая по частоте часть пучка лазера, сформированного высокочастотным брэгговским модулятором, интерферирует со сдвинутой по фазе частью пучка, отраженного от объекта. Гетеродинная схема требует более сложной электронной аппаратуры, но она по сути своей нечувствительна к флуктуациям интенсивности лазера. Шум гетеродинного интерферометра

Таблица 3

Сканирующие зондовые микроскопы

Характеристики	Фирма-изготовитель (страна)						
	<i>Jeol</i> (Япония)	<i>WA Technology</i> (Великобритания)	<i>Burleigh</i> (ФРГ)	<i>Spiral</i> (Франция)	<i>Angstrom Technology</i> (США)	<i>НТ-МДТ</i> (Россия)	<i>КПД Company limited</i> (Россия)
Разрешение, Å: в плоскости X, Y по Z	1,4 0,1	0,1 0,05	<3 <0,1	<2 0,1	<2 0,1	0,5 0,1	СНН-2000 г. <5 0,1
Обзор: по X, Y, мкм ² по Z, мкм	0,2 × 0,2 1	0,5 × 0,5		8 × 8 3		50 × 50 2	60 × 60 1
Дрейф, Å/с	0,5	300				0,3	0,5
Быстродействие, мин/с	60	25	30	30	50	50	30
Кадр, бит	512 × 512 × 8	256 × 256 × 16	400 × 400 × 16	512 × 512 × 16	256 × 256 × 16	512 × 512 × 16	512 × 512 × 16
Условия на амплитуду вибраций в помещении	≤ 1 мкм (≤ 2 Гц) ≤ 2 мкм (2—9 Гц)						≤ 3 мкм (≥ 10 Гц)
Акустический шум, дБ	≤ 45						
Образец для калибровки				HORG графит	HORG графит	≤ 3 мкм (≥ 10 Гц)	HORG графит

может быть значительно меньше теплового шума объекта, который составляет $\sim 0,01 \text{ \AA}/\text{Гц}$.

В поляризационном методе с выхода лазера формируются два пучка излучения с взаимно перпендикулярной поляризацией, которые являются опорным и измерительным пучками. Относительная фаза этих пучков после отражения служит мерой перемещения объекта. Этот метод заметно уменьшает чувствительность к флуктуациям длины оптического пути и интенсивности лазера. Среднеквадратичное значение общего шума в полосе частот $1 \text{ Гц} - 20 \text{ кГц}$ составляет $0,01 \text{ \AA}$ [42].

В недавно описанной системе с диодным GaAlAs-лазером и обратной связью [40] перемещение объекта детектируется встроенным фотодиодом, который измеряет изменения интенсивности внутри резонатора, обусловленные взаимодействием отраженной части излучения лазера с активной средой. Чувствительность метода составила $0,03 \text{ \AA}/\text{Гц}$.

В методе, основанном на отклонении пучка, с помощью позиционно-чувствительного детектора фиксируется отклонение лазерного пучка, отраженного небольшим зеркалом, установленным на объекте. Порог обнаружения отклонения объекта, определяемый дробовым шумом, составляет $4 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}/\text{Гц}$ [36]. Было показано, что в установках, используемых на воздухе, основным источником шумов являются отклонения лазерного пучка из-за флуктуаций длины оптического пути в воздухе.

Повышение уровня измерений в перспективных наукоемких технологиях достигается в результате проведения фундаментальных теоретических и экспериментальных исследований в области метрологии, направленных на создание и внедрение методов и высокоточных средств измерений, их более качественного метрологического обеспечения, гарантирующего высокую степень метрологической достоверности и единство измерений.

Проведенный анализ различных методов измерений длины в нанометровом диапазоне, основанных на новых физических принципах, позволяет сделать вывод, что наиболее эффективными в метрологическом отношении методами измерений линейных размеров в нанометровом диапазоне является сканирующая зондовая микроскопия (РЭМ, СТМ, АСМ) в сочетании с лазерной интерферометрией, обеспечивающая необходимую разрешающую способность, точность, стабильность и позволяющая обеспечить единство измерений длины в нанометровом диапазоне.

Список литературы

1. Postek M. T., Ho H. J., Weese H. L. Dimensional Metrology at the Nanometer Level: Combined SEM and PPM // Proc. SPIE 3050. 1997. P. 250—263.
2. Villarrubia J. S. Scanned Probe Microscope Tip Characterization Without Calibrated Tip Characterizes // Vac. Sci. Technol. B 14 (2): 1518. 1996.
3. Dixon R. G., Kining R., Tsai V. W., Fu H., Vorburget T. V. Dimensional Metrology with the NIST Calibrated Atomic Force Microscope // Proc. SPIE 3677, Santa Clara, CA, March. 1999.
4. Lowney J. R., Vladar A. E., Postek M. T. High-Accuracy Critical-Dimension Metrology Using a Scanning Electron Microscope // Proc. SPIE 2725: 515. 1996.
5. Villarrubia J. S., Dixon R. G., Jones S. N., Lowney J., Postek M. T., Allen R. A., Cresswell M. W. Intercomparison of SEM, AFM, and Electrical Linewidths // Proc. SPIE 3677. 1999. P. 587—598.
6. Tsai V. W., Vorburget T. V., Dixon R. G., Fu J., Kining R., Silver R. M., Williams E. D. The Study of Silicon Stepped Surface as Atomic Force Microscope Calibrations Standards with a Colibrated AFM at NIST, in Characterization and Metrology for ULSI Technology / D. G. Seiler et al. // AIP Press, New York. 1998.
7. Silver R. M., Potzick J. E., Hu Y. Metrology with the Ultraviolet Scanning Transmission Microscope // Proc. SPIE 2439: 437. 1995.
8. Schneir J., Villarrubia J. S., McWaid T. H., Tsai V. W., Dixon R. G. Increasing the Value of Atomic Force Microscopy Process Metrology Using a High-Accuracy Scanner, Tip Characterization, and Morphological Image Analysis // Vac. Sci. Technol. B 14 (2): 1540. 1996.
9. Silver R. M., Jensen C. P., Tsai V. W., Fu J., Villarrubia J. S., Teague E. C. Developing a Method to Determine Linewidth Based on Counting the Atom-Spacing Across a Line // Proc. SPIE 3332. 441. 1998.
10. Potzick J. E. New Certified Length Scale for Microfabrication Metrology // Proc. SPIE 2880. 1. 1996.
11. Allgair J., Archie C., Banke B., Bogardus H., Griffith J., Marchman H., Postek M. T., Saraf L., Schlesinger J., Singh B., Sullivan N., Trimble L., Vladar A., Yanof A. Towards a Unified Advanced CD-SEM Specification for Sub-0,18 μm Technology // Proc. SPIE 3332. 138. 1998.
12. Larrabee R. D., Silver R. M., Davidson M. Optical Linewidth Models — Then and Now // Proc. SPIE, Santa Clara, CA, March 14—19, 1999.
13. Dixon R. G., Sullivan N., Schneir J., McWaid T., Tsai V. W., Prochazka J., Young M. Measurement of a CD and Sidewall Angle Artifact with Two Dimensional CD AFM Metrology // Proc. SPIE 2725. 572. 1996.
14. Nyyssonen D. // Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72. N 10. 1425 p.
15. Никитин А. В., Никитина Н. А., Ржанов В. Г. // Электронная техника. Сер. 3. "Микроэлектроника", 1986. Вып. 2. С. 92—98.
16. Дюков В. Г., Кудеяров Ю. А. Растровая оптическая микроскопия. М.: Наука, 1992. 208 с.
17. Hamashima N., Kato K., Ishizeki T. Optical measurements of half micron critical dimensions // Ibid. P. 92—99.
18. Тычинский В. П., Морозов И. Н., Папков В. Л. и др. Регистрация субмикронных структур на лазерном автоматическом интерферометре // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 15. № 4. С. 24—27.
19. Davidson M., Kaufman K., Mazor I. An application of interference microscopy to integrated circuit inspection and metrology // Ibid. 1987. Vol. 775. P. 223—247.
20. Волков В. Р., Герасимов Л. К. и др. Микроэлектроника, 1980. Т. 9. Вып. 6. С. 554—563.
21. Лизунов В. Д. // Измерительная техника, 1980. № 12. С. 19.
22. Богданкевич О. В., Календи В. В., Кудеяров Ю. А., Невзорова Л. Н. Линейные измерения в субмикронном диапазоне // Метрологическая служба в СССР. Вып. 3. 1987. С. 31—35.
23. Богданкевич О. В., Желкобаев Ж., Календи В. В., Кудеяров Ю. А., Невзорова Л. Н. Измерение малых длин на основе РЭМ // Измерительная техника, 1985. № 11. С. 31—33.
24. Невзорова Л. Н., Петров В. И., Щитов Н. И. Поверхность. Физика, химия, механика. 1982. № 11.
25. Postek M. T., Larrabee R. D., Keery W. J. Scanning electron microscopy linewidth measurement standard program at the National Bureau Standards // EMSA Bull. 17. November 2, 1987. P. 59—64.
26. Hatsuzawa T., Toyoda K., Tanimura Y. Metrological electron microscope system for micro-feature of very large scale integrated circuits // Rev. Sci. Instrum. 1990. Vol. 61. N 3. P. 975—979.
27. Васичев Б. Н. Измерения линейных размеров субмикронного элемента в РЭМ // Изв. РАН. Сер. физ. 1973. Т. 57. № 8. С. 147—153.

28. Новиков Ю. А., Раков А. В., Стеколин И. Ю. РЭМ-измерения параметров профиля микрорельефа элементов топологии СБИС в субмикронном диапазоне // Микроэлектроника. 1995. Т. 24. № 5. С. 367–369.

29. Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E. Tunneling through a controllable vacuum gap // Appl. Phys. Lett., 1982. V. 40, N. P. 178–180.

30. Бинниг Г., Рорер Г. Сканирующая туннельная микроскопия — от рождения к юности // УФН, 1988. Т. 151. № 2. С. 261–278.

31. Маслова Н. С., Панов В. И. Сканирующая туннельная микроскопия атомной структуры, электронных свойств и поверхностных химических реакций // УФН, 1988. Т. 157. № 1. С. 185–195.

32. Эдельман В. С. Развитие сканирующей туннельной и силовой микроскопии // ПТЭ, 1991. № 1. С. 24–42.

33. Васильев С. И., Мостепаненко В. М., Панов В. И. Сканирующая туннельная и атомно-силовая микроскопия поверхности в метрологии // Измерительная техника, 1990. № 1. С. 9–22.

34. Бухараев А. А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей туннельной микроскопии // Заводская лаборатория, 1994. № 10. С. 15–25.

35. Binnig G., Quato C. F., Gerber Ch. Atomic force microscope // Phys. Rev. Lett., 1986. V. 56. N 9. P. 930–933.

36. Брагинский В. В., Панов В. И., Попельнюк В. Д. Детектор малых механических колебаний для гравитационной антенны // Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 33. № 8. С. 423–425.

37. Васильев С. И., Леонов В. Б., Моисеев Ю. Н., Панов В. И. Сканирующая микроскопия поверхности, использующая силы межатомного взаимодействия // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 14. № 8. С. 727–731.

38. Moiseev Y. N., Mostepanenko V. N., Panov V. I., Sokolov I. Yu. Force dependences for the definition of the atomic force microscopy spatial resolution // Phys. Lett. F., 1988. V. 132. N 6, 7. P. 354–358.

39. Poiries G. E. White J. M. // Rev. Sci. Instr., 1990. V. 61. N 12. P. 3917.

40. Tiedje T., Brown A. Performance limits for the scanning tunneling microscope // Appl. Phys., 1990. V. 68. N 2.

41. Hashizume et al. A role of tip geometry of STM image // J. Microscopy, 1988. V. 152. N 2. P. 347–354.

УДК 621.3:531:768

С. Ф. Коновалов, д-р техн. наук, Т. Н. Лаптева, И. И. Медведева,

Г. М. Новоселов, А. В. Польшков, канд. техн. наук,

А. А. Трунов, канд. техн. наук, А. А. Коновченко, канд. техн. наук,

В. М. Прокофьев, канд. техн. наук,

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,

К. С. Ли (Корея), Ф. Люк (Франция)

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ НАВИГАЦИОННЫХ ПРИБОРОВ НА БАЗЕ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

Представлена история разработки в МГТУ им. Н. Э. Баумана совместно с другими организациями навигационных приборов, изготовленных на базе монокристаллического кремния. Приводятся конструкции маятниковых узлов семи акселерометров, а также измерительных узлов датчиков угловой скорости. Дан краткий обзор технологических процессов изготовления измерительных узлов навигационных приборов из монокристаллического кремния. Рассмотрена возможность использования компенсационного акселерометра с кремниевым маятником в качестве геофонического сенсора.

Широко известны разработанные компанией "Sundstrend" компенсационные маятниковые акселерометры типа "Q-Flex" [1]. Эти акселерометры содержат корпус с размещенным внутри чувствительным элементом и двумя магнитными системами магнитоэлектрического датчика момента. Маятниковый узел акселерометра изготовлен из единой пластины плавного кварца и содержит

подвижную часть (выполненную в виде лопасти), соединенную с неподвижной частью (с опорной рамкой) с помощью двух гибких (утоненных) плоскопараллельных перемычек. Каждая сторона лопасти имеет металлическое покрытие, которое образует конденсатор с внутренней поверхностью магнитной системы на каждой стороне лопасти. Зазор емкостного датчика угла (он же зазор

газового демпфера) формируется с помощью трех равновысоких выступов (базирующих платиков), выполняемых по обе стороны опорной рамки.

Подвес маятника акселерометра, изготовленный из плавного кварца методом изотропного травления, практически не имеет гистерезисных свойств, что обеспечивает высокие метрологические характеристики прибора.

Вместе с тем использование плавного кварца создает ряд технологических проблем:

- необходимость производства специальных заготовок для изготовления маятников;
- трудности защиты поверхности заготовки от травления;
- возможность подтравливания заготовки под защитный слой, связанная с изотропным характером процесса травления.

Сейчас в приборостроении в качестве конструкционного материала широкое распространение получил монокристаллический кремний. Механические характеристики кремния позволяют обеспечить точностные параметры акселерометра не хуже, чем при использовании кварца. В то же время кремний лучше использовать из-за возможности примене-

28. Новиков Ю. А., Раков А. В., Стеколин И. Ю. РЭМ-измерения параметров профиля микрорельефа элементов топологии СБИС в субмикронном диапазоне // Микроэлектроника. 1995. Т. 24. № 5. С. 367–369.

29. Binnig G., Rohrer H., Gerber Ch., Weibel E. Tunneling through a controllable vacuum gap // Appl. Phys. Lett., 1982. V. 40, N. P. 178–180.

30. Бинниг Г., Рорер Г. Сканирующая туннельная микроскопия — от рождения к юности // УФН, 1988. Т. 151. № 2. С. 261–278.

31. Маслова Н. С., Панов В. И. Сканирующая туннельная микроскопия атомной структуры, электронных свойств и поверхностных химических реакций // УФН, 1988. Т. 157. № 1. С. 185–195.

32. Эдельман В. С. Развитие сканирующей туннельной и силовой микроскопии // ПТЭ, 1991. № 1. С. 24–42.

33. Васильев С. И., Мостепаненко В. М., Панов В. И. Сканирующая туннельная и атомно-силовая микроскопия поверхности в метрологии // Измерительная техника, 1990. № 1. С. 9–22.

34. Бухараев А. А. Диагностика поверхности с помощью сканирующей туннельной микроскопии // Заводская лаборатория, 1994. № 10. С. 15–25.

35. Binnig G., Quato C. F., Gerber Ch. Atomic force microscope // Phys. Rev. Lett., 1986. V. 56. N 9. P. 930–933.

36. Брагинский В. В., Панов В. И., Попельнюк В. Д. Детектор малых механических колебаний для гравитационной антенны // Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 33. № 8. С. 423–425.

37. Васильев С. И., Леонов В. Б., Моисеев Ю. Н., Панов В. И. Сканирующая микроскопия поверхности, использующая силы межатомного взаимодействия // Письма в ЖТФ, 1988. Т. 14. № 8. С. 727–731.

38. Moiseev Y. N., Mostepanenko V. N., Panov V. I., Sokolov I. Yu. Force dependences for the definition of the atomic force microscopy spatial resolution // Phys. Lett. F., 1988. V. 132. N 6, 7. P. 354–358.

39. Poiries G. E. White J. M. // Rev. Sci. Instr., 1990. V. 61. N 12. P. 3917.

40. Tiedje T., Brown A. Performance limits for the scanning tunneling microscope // Appl. Phys., 1990. V. 68. N 2.

41. Hashizume et al. A role of tip geometry of STM image // J. Microscopy, 1988. V. 152. N 2. P. 347–354.

УДК 621.3:531:768

С. Ф. Коновалов, д-р техн. наук, Т. Н. Лаптева, И. И. Медведева,

Г. М. Новоселов, А. В. Польшков, канд. техн. наук,

А. А. Трунов, канд. техн. наук, А. А. Коновченко, канд. техн. наук,

В. М. Прокофьев, канд. техн. наук,

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана,

К. С. Ли (Корея), Ф. Люк (Франция)

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ НАВИГАЦИОННЫХ ПРИБОРОВ НА БАЗЕ МОНОКРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

Представлена история разработки в МГТУ им. Н. Э. Баумана совместно с другими организациями навигационных приборов, изготовленных на базе монокристаллического кремния. Приводятся конструкции маятниковых узлов семи акселерометров, а также измерительных узлов датчиков угловой скорости. Дан краткий обзор технологических процессов изготовления измерительных узлов навигационных приборов из монокристаллического кремния. Рассмотрена возможность использования компенсационного акселерометра с кремниевым маятником в качестве геофонического сенсора.

Широко известны разработанные компанией "Sundstrend" компенсационные маятниковые акселерометры типа "Q-Flex" [1]. Эти акселерометры содержат корпус с размещенным внутри чувствительным элементом и двумя магнитными системами магнитоэлектрического датчика момента. Маятниковый узел акселерометра изготовлен из единой пластины плавленого кварца и содержит

подвижную часть (выполненную в виде лопасти), соединенную с неподвижной частью (с опорной рамкой) с помощью двух гибких (утоненных) плоскопараллельных перемычек. Каждая сторона лопасти имеет металлическое покрытие, которое образует конденсатор с внутренней поверхностью магнитной системы на каждой стороне лопасти. Зазор емкостного датчика угла (он же зазор

газового демпфера) формируется с помощью трех равновысоких выступов (базирующих платиков), выполняемых по обе стороны опорной рамки.

Подвес маятника акселерометра, изготовленный из плавленого кварца методом изотропного травления, практически не имеет гистерезисных свойств, что обеспечивает высокие метрологические характеристики прибора.

Вместе с тем использование плавленого кварца создает ряд технологических проблем:

- необходимость производства специальных заготовок для изготовления маятников;
- трудности защиты поверхности заготовки от травления;
- возможность подтравливания заготовки под защитный слой, связанная с изотропным характером процесса травления.

Сейчас в приборостроении в качестве конструкционного материала широкое распространение получил монокристаллический кремний. Механические характеристики кремния позволяют обеспечить точностные параметры акселерометра не хуже, чем при использовании кварца. В то же время кремний лучше использовать из-за возможности примене-

ния при работе с ним больших серийных заготовок (кремниевых пластин типа КЭФ), позволяющих осуществить групповое изготовление маятников, а также из-за возможности применять технологические процессы (окисление, фотолитография и т. д.) и оборудование, традиционные для производства полупроводниковых элементов.

Помимо этого кремний обладает еще рядом преимуществ перед кварцем, среди которых отметим высокую теплопроводность. Электрическая проводимость кремния обеспечивает возможность использования кремниевой лопасти в качестве подвижного электрода емкостного датчика угла без напыления металлических электродов и без специального токоподвода к этим электродам. Кроме того, кремний обеспечивает свободное стекание электростатического заряда, накапливающегося на поверхности лопасти в процессе работы и приводящего к нестабильности нулевого сигнала прибора.

История создания приборов на базе монокристаллического кремния в МГТУ им. Н. Э. Баумана открывается работами доцента канд. техн. наук С. М. Заседателя и его учеников, занимавшихся экспериментами с микромеханическими кремниевыми манометрами с тензорезистивными мостами.

Позднее монокристаллический кремний стали применять в конструкциях обычных (не микромеханических) приборов различного назначения, подобно тому, как использовался кварцевый маятник в конструкции приборов "Q-Flex".

Первым таким прибором был разработанный в МГТУ им. Н. Э. Баумана по заданию НИИ ПМ им. В. И. Кузнецова цифровой акселерометр с емкостным датчиком угла и электростатическим датчиком момента. Вид кремниевый маятника этого прибора показан на рис. 1 (см. четвертую сторону обложки).

Последовательность технологических операций изготовления

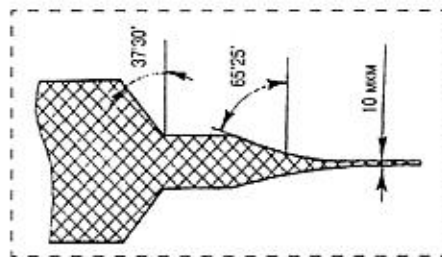


Рис. 3. Результаты измерения продольного сечения перехода от упругой перемычки к опорной рамке

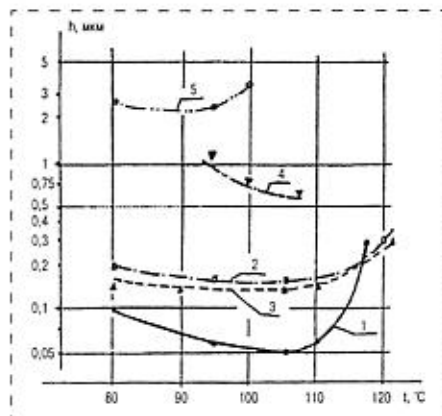


Рис. 4. Зависимость высоты микронеровностей от режимов травления: 1 — 33 % КОН; 2 — 40 % КОН; 3 — 50 % КОН; 4 — 25 % КОН; 5 — 20 % КОН

маятника и набор используемых при его изготовлении фотомасок представлены на рис. 2 (см. четвертую сторону обложки).

Кремниевый маятник этого прибора изготавливался из пластины монокристалла кремния ориентации (001) и имел упругий подвес с концентраторами напряжений: в местах пересечения плоскостей (111) с плоскостью балок (001) образовывались явно выраженные углы без радиусов скругления. Это являлось причиной поломки маятников во время их изготовления и эксплуатации.

В целях устранения указанного недостатка был разработан способ

изготовления упругих перемычек [2, 3], обеспечивающий при анизотропном травлении плавный переход от тонкой упругой перемычки к опорной рамке и лепестку маятника. На рис. 3 показаны результаты измерения продольного сечения данного перехода.

Одновременно было проведено определение оптимальных режимов анизотропного травления монокристаллического кремния при изготовлении деталей с упругими элементами. Результаты оптимизации приведены на рис. 4—6. На рис. 4 показана зависимость высоты h микронеровностей на поверхности упругой перемычки толщиной 20 мкм, полученной двусторонним травлением из полированной пластины кремния КЭФ 4,5 толщиной 380 мкм при использовании в качестве травителя раствора КОН при различной температуре и концентрации травителя. Минимальная шероховатость получается при концентрации травителя 33 % и температуре 105—107 °С.

На рис. 5 приведены профилограммы поверхности упругой перемычки, полученные при горизонтальном и вертикальном расположении пластины-заготовки в травителе.

На рис. 6 иллюстрируются результаты двустороннего травления из тех же пластин цилиндрических отверстий и дисков радиусом $R = 12,5$ мкм.

Графики рис. 6 показывают отклонение ΔR от окружности наружного профиля полученной кремниевой детали в двух случаях: травление цилиндрического отверстия и травление цилиндрического диска. Как видно, в направлениях, расположенных под

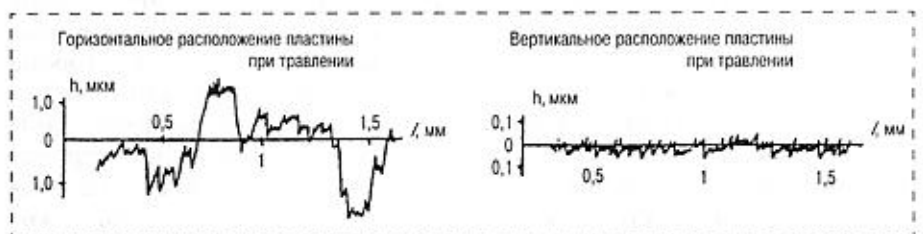


Рис. 5. Профилограммы поверхности упругой перемычки

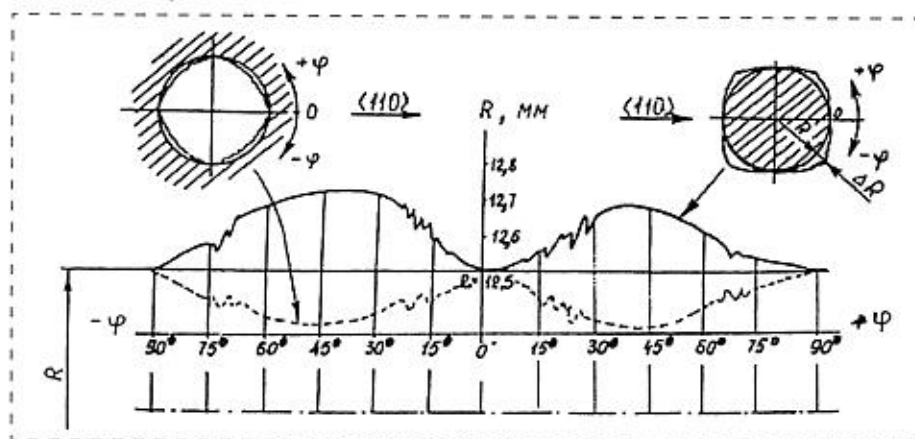


Рис. 6. Результаты двустороннего травления цилиндрических отверстий и дисков (травлению подвергается заштрихованная область)

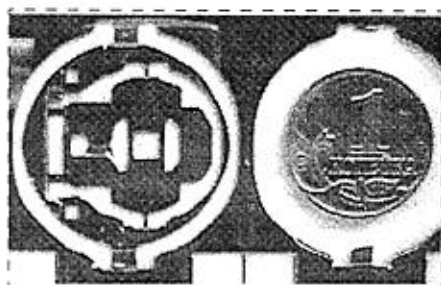


Рис. 7. Кремниевый маятниковый узел акселерометра ДА-9Б

углами 45° к осям $\langle 110 \rangle$, имеет место заметное уменьшение или увеличение размера детали, а в направлениях, расположенных под углами $22,5^\circ$ и $67,5^\circ$ к осям $\langle 110 \rangle$ поверхность детали имеет выраженные зубцы, определяемые неустойчивостью процесса травления.

Результаты исследования были использованы при создании кремниевого маятника акселерометра ДА-9Б. Этот прибор являлся совместной разработкой РПКБ и МГТУ им. Н. Э. Баумана конца 70-х годов. На рис. 7 показан кремниевый маятниковый узел этого акселерометра, а на рис. 8 представлен случай деформации кремниевого маятникового узла, имеющего одну упругую перемычку сечением 20×500 мкм (вторая перемычка сломана). Упругая перемычка здесь не имеет концентраторов напряжений.

Начиная с 1993 г. МГТУ им. Н. Э. Баумана, выполняя работы по контрактам с южнокорейскими фирмами, разработал конст-

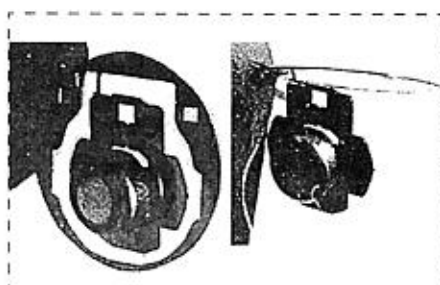


Рис. 8. Деформация упругой перемычки кремниевого маятникового узла

рукции компенсационных маятниковых акселерометров КА-100, КА-200, КА-300, КА-400 и КА-600, а также датчика угловой скорости КРС-300. В этих приборах применяются измерительные узлы, выполненные из монокристаллического кремния.

Акселерометры КА-100, КА-200 и КА-300 [4–6] имеют сдвоенный магнитоэлектрический датчик момента и совмещенный с ним дифференциальный индукционный датчик угла.

Электромеханические схемы акселерометров КА-100, КА-200 и КА-300 приведены соответственно на рис. 9, 10 и 11.

Акселерометр КА-100, предназначенный для работы в малом диапазоне измеряемых ускорений, имеет электромагниты для создания постоянных магнитных потоков датчика момента.

Акселерометр КА-200 имеет сдвоенный магнитоэлектрический датчик момента с внутренними постоянными магнитами, а аксе-

лерометр КА-300 — с внешними кольцевыми постоянными магнитами.

Конструкция кремниевого маятникового узла акселерометров КА-100, КА-200 и КА-300 представлена на рис. 12. Здесь используются четыре упругие перемычки, и их расположение обеспечивает большую ударную прочность, так как при любой ориентации боковых ускорений две перемычки подвеса остаются растянутыми и не дают возможность потерять

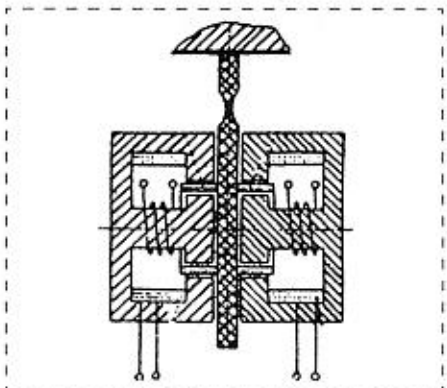


Рис. 9. Схема акселерометра КА-100

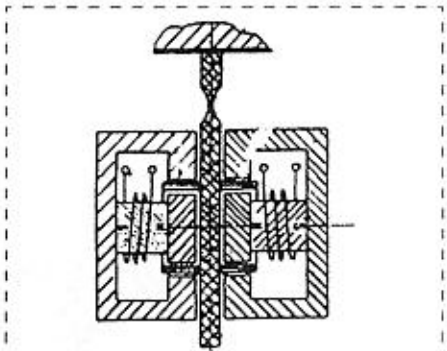


Рис. 10. Схема акселерометра КА-200

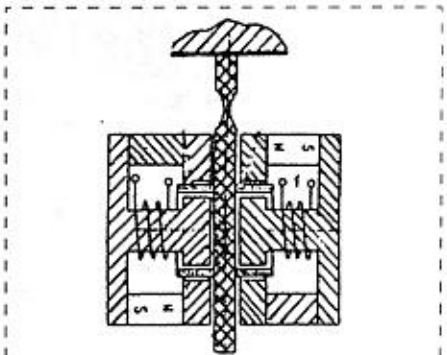


Рис. 11. Схема акселерометра КА-300

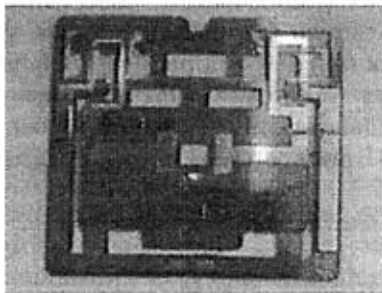
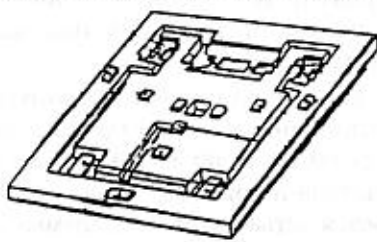


Рис. 12. Конструкция маятникового узла акселерометров КА-100, КА-200 и КА-300

устойчивость и сломаться сжимаемым перемычкам. Канавки, выполненные в лопасти маятникового узла, позволяют прокладывать монтажный провод от токоподводов до катушек датчика момента.

Акселерометр содержит корпус 1, в котором размещен маятниковый узел 2, выполненный из единой пластины монокристалла кремния и содержащий подвижную лопасть 3 на упругом подвесе

4 и опорную рамку 5 с выступами (платиками) 6. Две электроизолирующие втулки 7, 8 закреплены по обеим сторонам опорной рамки 5 на выступах 6. Прибор имеет две магнитные системы 9, 10, каждая из которых включает магнитопровод 11, 12, постоянный магнит 13, 14 и полюсный наконечник 15, 16 соответственно. Магнитные системы 9, 10 закреплены каждая на соответствующей электроизолирующей втулке 7, 8. Две катушки 17, 18 датчика момента с выводами расположены каждая в зазоре соответствующей магнитной системы и закреплены на соответствующих сторонах подвижной лопасти 3.

Маятниковый узел акселерометра имеет гибкие токоподводы 19 для подключения катушек датчика момента.

Маятниковый узел 2 и магнитопроводы 11, 12 электрически связаны со входом компенсационного усилителя акселерометра. Подвижная лопасть маятникового узла является подвижным электродом дифференциального емкостного датчика угла, а неподвижными электродами датчика угла являются магнитопроводы магнитных систем датчика момента. Выход датчика угла соединен со

входом датчика момента через компенсационный усилитель.

Электроизолирующие втулки 7, 8 охватывают магнитопроводы 11, 12 магнитных систем по внешней боковой поверхности, а опорная рамка 5 маятникового узла упирается своими выступами в торцы втулок, образующих общие плоскости с обращенными к маятниковому узлу торцами магнитопроводов.

Акселерометр имеет узел 20 для соединения маятникового узла 2 с магнитными системами 9, 10 в единую сборочную технологическую единицу — чувствительный элемент. Акселерометр также имеет установочную втулку 21, закрепленную в корпусе 1 и предназначенную для фиксации чувствительного элемента прибора относительно его корпуса.

С двух сторон опорной рамки 5 на выступах 6 соосно с катушками 17, 18 датчика момента закреплены кольца 22, 23. Каждое из колец 22, 23 охватывает соответствующую изоляционную втулку 7, 8, причем кольцо 23 установлено на втулке 8 без радиального зазора, а кольцо 22 имеет радиальный зазор с втулкой 7.

Акселерометр содержит также две изоляционные платы 24, 25 с металлизированными с одной стороны поверхностями, причем каждая из этих плат закреплена изолированной стороной на внешней торцевой поверхности соответствующего магнитопровода 9, 10. Металлизированные поверхности плат 24, 25 электрически связаны проводниками 26, 27 с узлом 20 для образования электростатического экрана. Акселерометр имеет кожух 28.

Конфигурация кремниевого маятникового узла акселерометра КА-400 иллюстрируется рис. 14 (см. четвертую сторону обложки). Особенностью маятникового узла этого прибора является наличие прорези в опорной рамке, устраняющей влияние деформаций корпусных деталей на стабильность нулевого сигнала акселерометра.

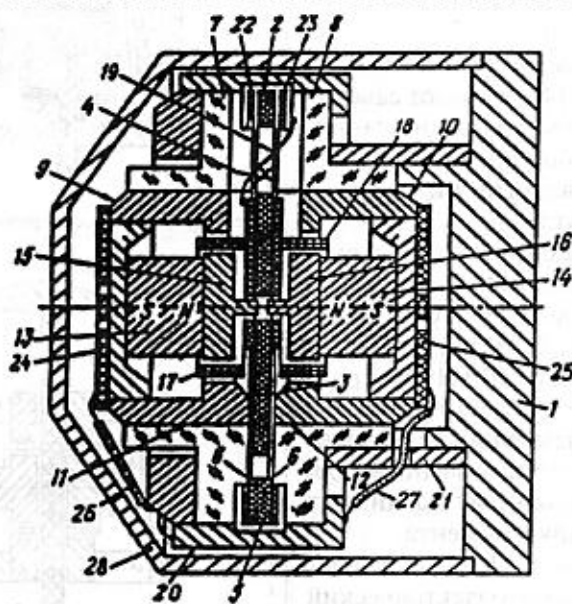


Рис. 13. Электромеханическая схема акселерометра КА-400

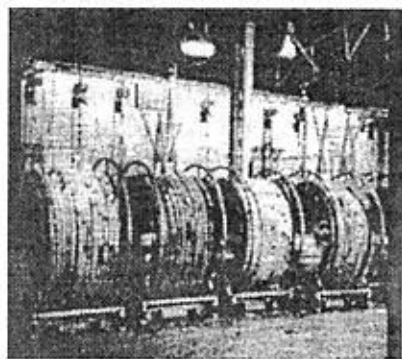


Рис. 15. Барабаны с намотанными стримерами

Модернизацией прибора КА-400 является акселерометр КА-600, который разрабатывался по контракту с французской фирмой для использования в качестве геофонического сенсора [7]. Поясним это подробнее.

Рядом компаний проводятся работы по акустическому картографированию морского дна и акустическому поиску полезных ископаемых (в основном нефти) в морском шельфе. Используемый при этом метод заключается в креплении в кормовой части корабля до восьми гибких пластмассовых труб (стримеров) длиной до 12 км, внутри которых с шагом 3 м размещены трехосные геофонические сенсоры со взаимно перпендикулярными осями. При движении корабля стримеры расходятся на ширину 400 м. В кормовой части судна возбуж-

дается акустическая волна, которая отражается от подводной земной поверхности и от включений, залегающих под земной поверхностью. Эта отраженная волна воспринимается множеством геофонических сенсоров и после соответствующей обработки в компьютере дает искомую информацию.

На рис. 15 и 16 представлен вид расположенных на корме корабля барабанов с намотанными на них стримерами и вид движущегося корабля с растяжками для стримеров.

Корабль следует параллельными галсами, затем меняет направление движения на 90° , образуя траекторию, представленную на рис. 17. После обработки информации получается, например, карта подводной местности, изображенная на рис. 18.

К геофоническому сенсору, используемому в указанной системе, предъявляются очень высокие требования по шумовым характеристикам: уровень шума их не должен превышать $40 \text{ нг}/\sqrt{\text{Гц}}$ в диапазоне частот от 5 до 250 Гц. При этом глобальный шум не должен превышать уровня $\sigma = 600 \text{ нг}$. Сенсоры должны обеспечивать:

- работоспособность при произвольной ориентации относительно вертикали;
- разрешающую способность порядка 1 мкг;
- линейность характеристики на уровне 0,01 %;
- температурный коэффициент изменения масштаба не больше $100 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$.

Кроме того требуется, чтобы частотный диапазон измерения начинался с 0 Гц и чтобы обеспечивалась возможность периодического тестирования приборов в составе стримера в процессе проведения измерения. Таким образом, требования к точностным характеристикам геофонического сенсора становятся сопоставимыми с требованиями к навигационным акселерометрам.

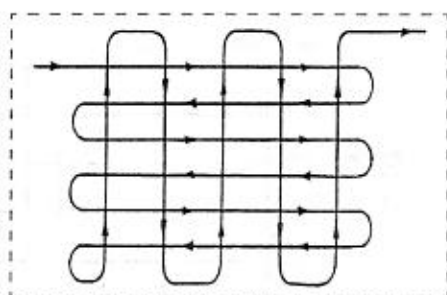


Рис. 17. Траектория движения корабля при картографировании морского шельфа

Изучая перспективы развития систем акустического сканирования, одна из компаний, специализирующаяся в области производства сейсмического оборудования, обратила внимание на публикацию в материалах Санкт-Петербургской конференции [4] о совместных корейско-российских работах по созданию акселерометра КА-300 типа "Si-Flex" и предложила провести совместные исследования возможности использования подобных приборов в качестве геофонических сенсоров.

В связи с указанным обстоятельством была разработана оригинальная схема прибора "Si-Flex", получившая название КА-600.

Чтобы удовлетворить требованиям, предъявляемым к приборам для сейсмической съемки, в МГТУ им. Н. Э. Баумана (как уже отмечалось выше) была осуществлена модернизация приборов КА-400, позволившая использовать их в качестве геофонических

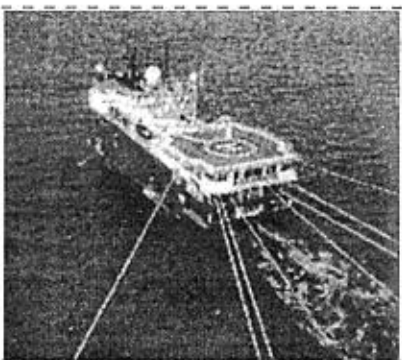


Рис. 16. Вид движущегося корабля с растяжками для стримеров

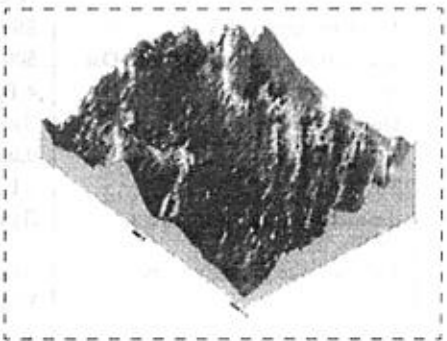


Рис. 18. Карта морского дна, полученная после обработки геофонической информации

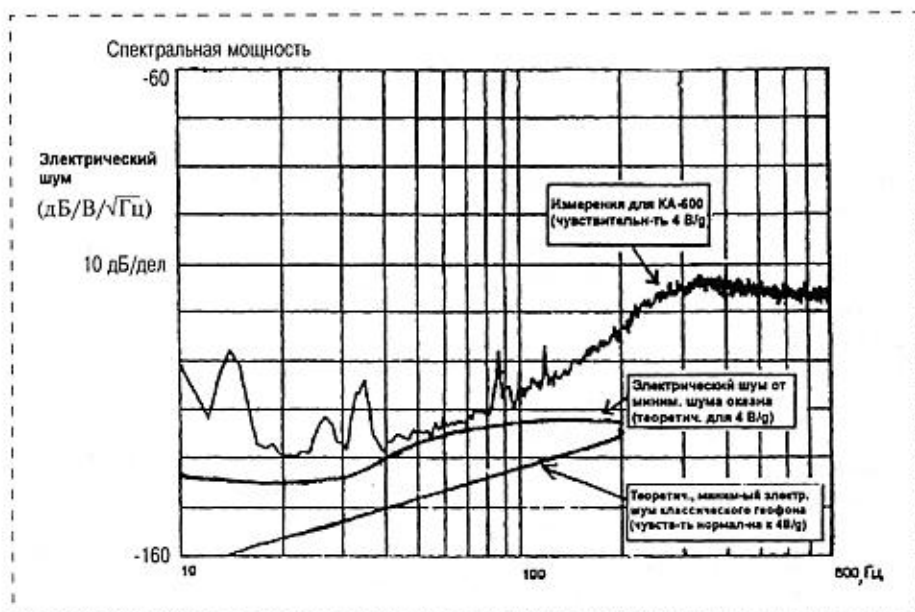


Рис. 19. Результаты измерения шумов акселерометра КА-600 в лаборатории



Рис. 20. Кремниевые измерительные узлы датчиков угловых скоростей и акселерометров

сенсоров. Модернизация велась к следующему:

- для обеспечения требуемого диапазона измерений увеличена маятниковость за счет изготовления специальных каркасов для катушек из вольфрамомарганцевого сплава;
- для увеличения масштабного коэффициента и, следовательно, уменьшения относительного уровня шумов были изменены намоточные данные катушек магнитоэлектрического датчика силы;
- была изменена схема входящих в состав прибора КА-400 гибридных усилителей, в частности, был уменьшен частотный диапазон измерения и установлен дополнительный фильтр;
- были использованы внутренние заземленные электростатические экраны для измерительного узла акселерометра (шасси прибора не объединены с общей точкой источника питания ± 15 В).

Партия изготовленных модифицированных приборов, получившая название КА-600, была испытана в акустической камере фирмы-заказчика на специальном стенде, обеспечивающем исключение влияния внешних

Сравнение КА-600 с GS-30 СТ и X-phone (согласно техническим характеристикам на геофон)

Параметры	КА-600	GS 30 СТ	X-phone
Диапазон частот, Гц	Пост. 100	10—160	10—250
Уровень шума, дБ	SS 0 + 4 (<SS Y)	SS 0—10 (с 2 нВ/Гц ^{1/2} Па)	SS 0—10 (с 2 нВ/Гц ^{1/2} Па)
Выходное сопротивление, Ом	500	395	425
Чувствительность	4 В/г (0,25 В/см/с при 10 Гц)	0,275 В/см/с	0,224 В/см/с
Ориентация	Любой угол	+/-20°	+/-20°
Дисторсия, %	0,02 при 1г (< 0,01 % достижимо)	0,08 при 0,1г	0,05 при 0,1г
Разрешение	< 1 мк		
Температурная чувствительность, %	Лучше 0,01		
Габаритные размеры, мм	Диаметр < 30 Высота < 20	Диаметр 25,4 Высота 33	Диаметр 28 Высота 37
Масса, г	42	86	108
Температура эксплуатации, °С	-45/+75 (при 100 °С не испытывался)	-45/+100	-45/+100

шумовых факторов. Результаты испытаний представлены на рис. 19.

Приведенная в статье таблица содержит сравнительные данные испытаний приборов КА-600 и проектные характеристики имеющихся на рынке геофонических сенсоров GS-30 СТ и X-phone. Как видно из приведенных результатов, акселерометр КА-600 имеет более высокие точностные характеристики. Кроме того, классические геофоны чувствительны к их ориентации и требуют сложного подвеса, что может затруднить измерения, а прибор КА-600 способен работать при любой ориентации. Собственные шумы акселерометров КА-600 приближаются к теоретическому уровню океанического шума. Это обуславливает возможность использования приборов КА-600 в качестве геофонических сенсоров высокого класса.

Помимо акселерометров авторы данной статьи ведут разработку других навигационных приборов

на базе монокристалла кремния. Примеры изготовления кремниевых измерительных узлов для датчиков угловых скоростей и акселерометров, не рассматриваемых в данной статье, иллюстрируются рис. 20.

Опыт разработки навигационных приборов, в конструкции которых используются измерительные узлы из монокристаллического кремния, подтвердил высокую технологичность кремния (как конструкционного материала) и возможность получения точностных характеристик приборов с кремниевыми измерительными узлами не хуже, чем в навигационных приборах с кварцевыми измерительными узлами.

Список литературы

1. Q-Flex Accelerometers Instruction Manual. Sundstrand Data Control, Inc. Unit of Sundstrand Corporation. 1990.

2. Способ изготовления упругих элементов из монокристаллического кремния. А. с. СССР № 1708103 от 31.03.89 / И. И. Медведева, С. Ф. Коновалов, А. А. Трунов, Т. Н. Лаптева.

3. Способ изготовления упругих элементов из монокристаллического кремния. Пат. РФ № 2059321 от 04.08.93 / А. В. Польшков, А. А. Трунов.

4. Коновалов С. Ф., Новоселов Г. М., Трунов А. А., Польшков А. В., Ли Ч. О., Ли К. С., О Ч. Х. Особенности проектирования навигационного акселерометра типа "Si-Flex" // Третья Санкт-Петербургская международная конференция по интегрированным навигационным системам. СПб.: ЦНИИ "Электроприбор", 1996. С. 170—178.

5. Компенсационный акселерометр. Пат. РФ № 2126161 от 27.06.94 / С. Ф. Коновалов, Г. М. Новоселов, А. В. Польшков, Ч. О. Ли, Ч. Х. О, К. С. Ли.

6. Servo accelerometer. United States Patent N 6073490, Jun 13, 2000 / S. F. Konovalov, G. M. Novosyolov, V. A. Polynkov, Ch. O. Lee, J. H. Oh, K. S. Lee.

7. Компенсационный маятниковый акселерометр. Пат. РФ № 2155964 от 23.06.88 / В. М. Прокофьев, А. С. Ларшин, В. И. Курносков, А. А. Коновченко, А. Р. Бахратов, С. Ф. Коновалов, А. В. Польшков, А. А. Трунов, М. С. О, Т. Х. Ченг, Х. Г. Мун, Дж. Б. Се, О. С. Квон.

Издательство "Новые технологии" выпускает новый

ежемесячный научно-практический и учебно-методический журнал **БЕЗОПАСНОСТЬ ЖИЗНЕДЕЯТЕЛЬНОСТИ**

Основные тематические направления журнала:

- Научные основы безопасности жизнедеятельности;
- Опасности технических систем, потенциально опасные производства и технологии;
- Контроль и мониторинг производственной среды и среды обитания;
- Промышленная безопасность и охрана труда;
- Экологическая безопасность;
- Чрезвычайные ситуации;
- Методы и средства защиты человека, среды его обитания и профессиональной деятельности;
- Информационные и экономические аспекты управления безопасностью жизнедеятельности;
- Региональные проблемы обеспечения безопасности жизнедеятельности;
- Образование и повышение квалификации в области безопасности жизнедеятельности;
- Справочно-информационные материалы (законодательные, правовые и нормативные аспекты, материалы конференций, совещаний и выставок, новости и обзоры специальной литературы)

Журнал распространяется только по подписке

Подписной индекс 79963.

Оформить подписку можно в любом почтовом отделении либо непосредственно в редакции журнала.

Адрес редакции журнала для авторов и подписчиков
107076, Москва, Стромьинский пер., 4, Издательство "Новые технологии"
Тел.: (095) 269-55-10; 269-53-97 Факс: (095) 269-55-10

МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МСТ

УДК 535-1/-9:621.382.3

В. А. Козлов, Институт физики микроструктур РАН
(Нижний Новгород),

С. В. Оболенский, М. А. Китаев, Н. В. Демарина,
Нижегородский государственный университет

ВОЗДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР С НАНОМЕТРОВЫМ ЗАТВОРОМ*

Исследовано взаимодействие лазерного излучения с длиной волны 1,06 мкм с полевыми транзисторами на основе структуры металл—полупроводник с эффективной длиной канала 30 нм.

Введение

Современный уровень технологии позволяет создавать полупроводниковые приборы, отдельные элементы которых имеют нанометровые размеры [1]. Это означает, что эти размеры меньше длины волны излучения широко используемых лазеров, таких как лазер на неодимовом стекле. Взаимодействие нанометровых приборов с лазерным излучением будет происходить здесь иначе, чем в случае, когда размеры приборов превышают длину волны. Представляет интерес исследовать эффекты, обусловленные особенностями такого взаимодействия, и выяснить возможности применения этих эффектов для технологических, диагностических и исследовательских целей.

Описание эксперимента

Для исследовательских целей были изготовлены GaAs полевые транзисторы с барьером Шоттки с длиной затвора L_2 10; 1; 0,5 и 0,25 мкм, последний имел V-образную [2, 3] форму (рис. 1).

Толщина металлизации затвора 2 мкм (для $L_g = 10$ мкм) и 0,4 мкм для остальных вариантов затвора. Толщина подложки составляла

для всех образцов 100 мкм. Расстояние между затвором и стоком (истоком) варьировалось от 1,5 до 3 мкм. Латеральные размеры металлизации стока и истока имели значение порядка 20—40 мкм.

Результаты эксперимента

Транзисторы с длиной затвора, большей или приблизительно равной длине волны. В ходе эксперимента выделились две группы образцов, одна из которых слабо изменяла свои характеристики при первом облучении, а вторая — сильно. При последующих облучениях и произвольном распределении образцов в пятне лазерного излучения (после каждого импульса проводился контроль характеристик образцов) образцы соответствовали своим группам, деградируя с разной скоростью (рис. 2).

Сравнение действия лазерного облучения лицевой и обратной стороны образцов с длиной затвора от 10 до 0,5 мкм показывает, что деградация характеристик качественно и даже количественно подобна, что отчасти объясняется малым коэффициентом поглощения излучения в GaAs.

Результаты эксперимента показывают, что

изменение характеристик связано с термостимулированной диффузией атомов на расстояния, сравнимые с толщиной канала транзистора. Кроме того, происходит захват носителей заряда на термогенерированные ловушки, возникшие при лазерном облучении. При облучении образцов отмечен пороговый характер изменения характеристик транзисторов. При уменьшении мощности излучения на порядок (путем увеличения расстояния от среза неодимового кристалла до исследуемого объекта) характеристики транзисторов в пределах точности измерений не изменяются при облучении 15 лазерными импульсами как с лицевой, так и с обратной стороны. Полученные результаты свидетельствуют о том, что для длинноканальных транзисторов лазерное излучение воздействует на всю структуру целиком.

Транзисторы с эффективной длиной затвора, существенно меньшей длины волны. Для изучения взаимодействия лазерного излучения с короткоканальными полевыми транзисторами специально использовались транзисторы с V-образной формой затвора, что позволило минимизировать длину рабочей области канала, взаимодействующей с лазерным излучением. Вертикальный размер затвора, изображенного на рис. 1,

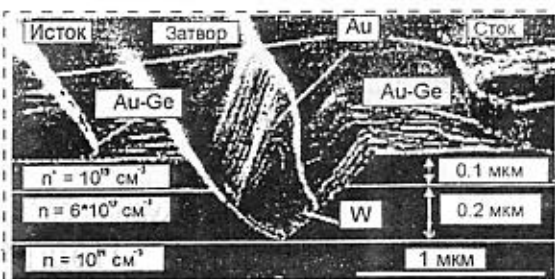


Рис. 1. Микрофотоснимок поперечного сечения ПТШ с V-образным затвором. Эффективная длина канала 30 нм. Микрофотоснимок получен с помощью растрового электронного микроскопа

* Работа выполнена при поддержке МНТП "Физика твердотельных наноструктур".

сравним с длиной волны лазерного излучения. Поперечный размер затвора составляет порядка четверти длины волны, а острие затвора — порядка $1/30$ длины волны. При попадании излучения на такой затвор происходит рассеяние излучения назад. В случае облучения с лицевой стороны это приводит к уменьшению поля в рабочей области канала транзистора, а при облучении обратной стороны происходит существенное увеличение поля в канале из-за его концентрации, обусловленной наличием острия затвора.

В отличие от длиннотворных транзисторов лазерное облучение на короткоканальных транзисторах с V-образным затвором с лицевой и обратной стороны приводило к качественно различным эффектам. При облучении с лицевой стороны характеристики прибора практически не менялись в течение 10 импульсов лазерного излучения, в то время как при облучении с обратной стороны происходила существенная деградация характеристик транзистора после 3–6 импульсов (рис. 3). Это свидетельствует о том, что деградация происходит в локальной области вблизи острия затвора, а сам затвор при облучении с обратной стороны играет роль своеобразной антенны, концентрирующей поле лазерного излучения в рабочей области канала. При этом происходит сложение полей (а не мощностей) рассеянного и падающего излучения, что существенно увеличи-

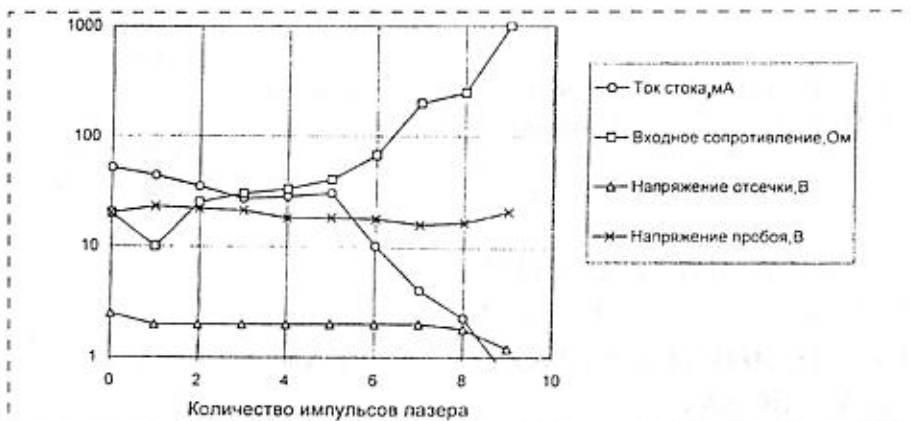


Рис. 3. Деградация параметров короткоканального полевого транзистора с V-образным затвором при облучении неодимовым лазером с обратной стороны (со стороны подложки)

вает локальное поле в рабочей области канала. В то же время при облучении транзистора с лицевой стороны затвор не концентрирует излучение, и его воздействие на рабочую область канала существенно слабее, что проявляется в слабом изменении характеристик под действием мощного лазерного излучения.

Облучение транзисторов проводилось без подачи внешних напряжений на транзистор, поэтому внутренние поля создавались только собственным полем барьерного контакта. При подаче внешних напряжений данный транзистор работает в баллистическом режиме и электрическое поле в канале достигает значений 100–150 кВ/см. Это означает, что при подаче смещения будет иметь место эффективное взаимодействие между лазерным излучением и электронным газом, обеспечивающим протекание тока в канале. Концентрация затвором поля лазерного излучения в локальной области пространства приведет к тому, что возникнет баллистический пролет носителями локальной области сильного переменного поля оптической частоты. Возникающие при этом эффекты еще не исследовались и интересны с разных точек зрения.

Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что возможна локальная модификация свойств материалов за счет концентрации поля лазерного излу-

чения в заданном месте с помощью металлических объектов нанометровых размеров. Концентрация поля лазерного излучения таким способом позволяет проводить модификацию материала в областях, размеры которых значительно меньше длины волны излучения, что невозможно получить за счет фокусировки или за счет оптической литографии. Это означает, что при нанесении металлических кластеров нанометровых размеров на полупроводник с последующим облучением полученной структуры мощным лазерным излучением возможно получение структур с размерами неоднородностей, определяемых размерами кластера, а не длиной волны воздействующего излучения. Полученные результаты демонстрируют перспективность применения нанометровых металлических кластеров для изготовления электронных приборов.

Список литературы

1. Characteristics including electron velocity overshoot for 0.1- μm -gate-length GaAs SAINT MESFET's // IEEE Trans. 1990. Vol. ED-37. N 4.
2. Kohn E. V-shaped-gate GaAs MESFET for improved high frequency performance // Electronics Letters, 1975. Vol. 11. N 8. P. 160.
3. Оболенский С. В., Китаев М. А. Полевой транзистор с 30 нм затвором // Принято к печати в журнале ЖТВ.
4. Козлов В. А., Оболенский С. В., Китаев М. А., Демарина Н. В. Воздействие оптического излучения на баллистический полевой транзистор с нанометровым затвором // Материалы совещания "Нанофотоника" (20–23 марта 2000 г., Нижний Новгород). М.: Институт физики микроструктур РАН, 2000. С. 250–253.

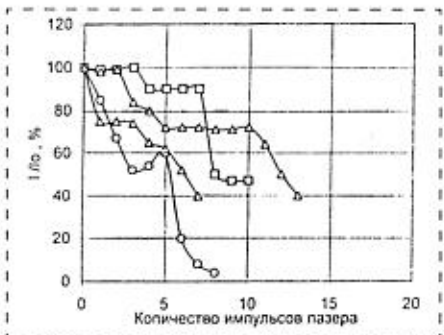


Рис. 2. Зависимость относительного изменения силы тока длинноканального полевого транзистора от числа импульсов лазерного излучения

М. В. Валейко, Н. А. Волчков, С. П. Гришечкина,
И. П. Казаков, О. А. Пыркова, В. Т. Трофимов,
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН
(e-mail: trofimov@sci.lebedev.ru)

УПРАВЛЕНИЕ ВРЕМЕНЕМ РЕЛАКСАЦИИ ГЛУБОКИХ СОСТОЯНИЙ В НАНОСТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs*

Исследована релаксация известного глубокого состояния — EL2-центра — в наноструктурах GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As и проведен анализ на основании полученных результатов распределения DC по структуре.

Введение

Обнаружен эффект сильного влияния межзонной генерации носителей на релаксацию глубоких состояний в наноструктурах GaAs/AlGaAs. Эффект проявляется в изменении времени релаксации, амплитуды и полярности сигнала примесной фотопроводимости (ФП) при относительно слабом межзонном возбуждении. В структурах с квантовыми ямами дополнительное межзонное возбуждение приводит к сильному (более чем в 10^3 раз) уменьшению времени релаксации глубокого состояния. В структурах GaAs с модулированным легированием межзонная генерация приводит к возникновению долговременного сигнала отрицательной фотопроводимости, время релаксации которого определяется интенсивностью межзонной генерации. Эффект объясняется частичной перезарядкой глубоких состояний с последующим переносом неравновесных носителей встроенным электрическим полем вдоль оси структуры и может быть использован для анализа распределения глубоких центров в наноструктурах GaAs/AlGaAs.

Изменение проводимости полупроводника при фотовозбуждении несет информацию о глубоких состояниях (DC). В неоднородных структурах этот процесс сопровождается пространственным разделением возбужденного носителя и центра встроенным электрическим полем, что приводит к изменению времени релаксации, накоплению объемного заряда и искажению энергетической диаграммы структуры. "Идеальной" однородной системой для изучения DC является квантовая яма, в которой реализуется однородное возбуждение в области как примесного, так и фундаментального поглощения при

*Работа выполнена при поддержке РФФИ и Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

условии, что возбуждение не вызывает межзонных и внутрицентровых переходов в барьерных слоях.

Анализ процесса релаксации известного DC в полупроводниковой структуре с встроенным электрическим полем позволяет получить информацию о поведении краев зон и о пространственной локализации центров. Спектральные и кинетические измерения ФП используются для анализа структур полупроводников A^3B^5 [1, 2].

Техника эксперимента

Для измерения ФП использовались однородно легированные Si, Be или фоновым углеродом эпитаксиальные слои *n*- и *p*-типа проводимости, а также структуры *n*-GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As с отдельной квантовой ямой шириной ~20 нм и *n*-GaAs(δ -Si), которые выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках *i*-GaAs. Слойные концентрации носителей и их подвижности составляли при 77 К для структур с квантовой ямой и GaAs(δ -Si) соответственно $\sim 10^{12}$ см⁻², $\sim 6 \cdot 10^4$ см²/(В·с) и $\sim 6 \cdot 10^3$ см²/(В·с).

Оптическое возбуждение осуществлялось одновременно двумя источниками: импульсным полупроводниковым лазером с $h\nu = 0,38 \pm 2$ эВ и непрерывным излучением He-Ne лазера ($h\nu = 1,97$ эВ) или кварцевой лампы с соответствующими светофильтрами. При этом фоновое излучение полностью экранировалось. Кинетические измерения проводились в основном при возбуждении излучением с $h\nu = 0,87$ эВ, которое возбуждает только примесные переходы в GaAs и практически не возбуждает DX-центры в Al_{0,3}Ga_{0,7}As.

Экспериментальные результаты

Характер сигнала ФП в наибольшей степени зависел от типа проводимости структуры. На образцах *p*-типа в интервале температуры от 77 до 300 К наблюдался крайне слабый сигнал с пороговой энергией кванта $\sim 0,8$ эВ и временем релаксации $< 10^{-6}$ с, на который CW-подсветка с $h\nu > E_g$ не оказывала никакого воздействия.

Для структур *n*-типа сигналы примесной ФП при $T = 300$ К имели положительную полярность (ПФП). Порог ФП составлял $\sim 0,8$ эВ, и для ее возбуждения в основном использовался импульсный лазер с $h\nu = 0,87$ эВ. При повышении температуры от 323 до 410 К время релаксации уменьшается от $7 \cdot 10^{-3}$ до $6 \cdot 10^{-5}$ с для всех исследованных структур и хорошо описывается уравнением $\tau(T) = \tau_0 \exp(\Delta E/kT)$ с параметрами $\tau_0 = 1,4 \cdot 10^{-12}$ с и $\Delta E = 0,62$ эВ.

Включение фоновой подсветки с энергией кванта больше ширины запрещенной зоны ($h\nu > E_g$) приводило к уменьшению времени релаксации и амплитуды сигнала. Даже при относительно слабой интенсивности $\sim 10^{15}$ (см²·с)⁻¹ это уменьшение составляло

до 10^3 раз (рис. 1, а, б). На однородно легированных образцах наблюдалась корреляция между амплитудой сигнала примесной ФП и интенсивностью линии люминесценции углерода ($h\nu = 1,49$ эВ).

При $T = 77$ К характер сигнала фотоответа сильно зависел от состава структуры. Для GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As (Si) с квантовой ямой картина фотоотклика по сравнению с нормальной температурой качественно не изменялась, порог ФП составлял $\sim E_g/2$. На структурах GaAs (δ -Si) характер фотоотклика при постепенном увеличении интенсивности СВ подсветки с $h\nu > E_g$ радикально изменялся. Сначала наблюдался положительный сигнал ФП, затем время релаксации уменьшалось, далее происходило изменение полярности сигнала — возникал отрицательный сигнал ФП (ОФП) с одновременным резким увеличением времени релаксации. При дальнейшем увеличении интенсивности подсветки время релаксации отрицательного сигнала уменьшалось (рис. 1, в, г). Инверсия знака сигнала ФП при достаточно интенсивной подсветке происходила при $T = 150$ К. Порог примесной ФП составлял $\sim E_g/2$; пороговая энергия кванта СВ-подсветки, приводящая к генерации ОФП, совпадала с величиной E_g для GaAs.

Обсуждение результатов эксперимента

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить на основе одноэлектронной модели глубоких донорных состояний в GaAs, концентрация которых равна N . Энергетическая диаграмма структуры n -GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As с квантовой ямой приведена на рис. 2, а совместно с конфигу-

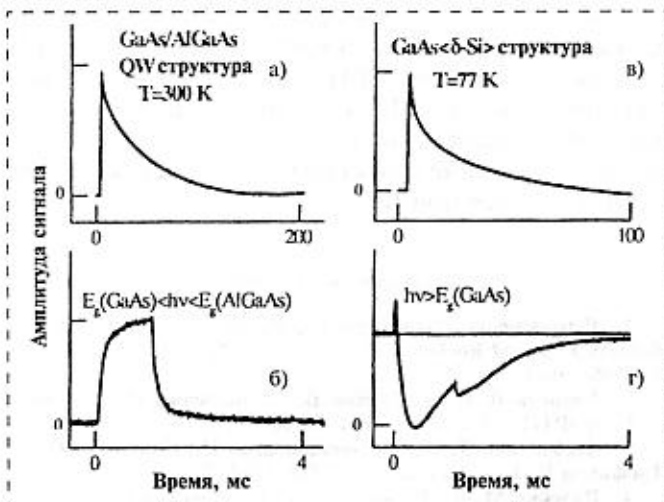


Рис. 1. Форма сигнала фотоответа для структуры n -GaAs/AlGaAs (а, б) с отдельной квантовой ямой и n -GaAs (δ -Si)/GaAs (в, г) при возбуждении лазером с $h\nu = 0,87$ эВ в темноте (а, в) и при СВ-подсветке излучением с $h\nu = 1,97$ эВ (б, г)

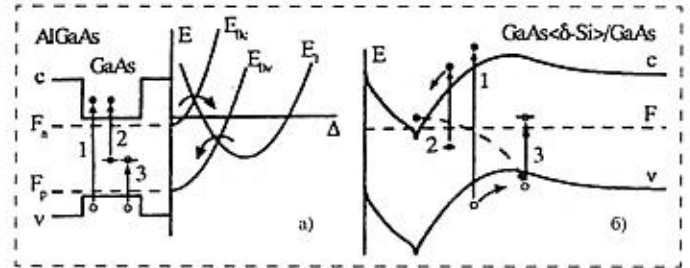


Рис. 2. Энергетическая диаграмма структуры n -GaAs/AlGaAs с квантовой ямой, совмещенная с конфигурационной диаграммой глубокого центра (а) и структуры n -GaAs (δ -Si)/GaAs (б); (1, 2, 3) — возможные оптические переходы

рационной диаграммой центра, которая описывается гамильтонианом [3]:

$$H = \frac{\Delta^2}{2\Delta_0} + (\epsilon_0 - \Delta)n + F(1 - n),$$

где Δ — конфигурационная координата; Δ_0 — обратный коэффициент упругости DC; ϵ_0 — энергия электронного уровня DC; $(\epsilon_0 - \Delta)$ — электронная энергия центра; F — энергия Ферми; n — число электронов, захваченных на DC ($n = 0, 1$).

Модель положительной фотопроводимости

Примесная ФП в n -GaAs возбуждается в результате ионизации заполненных электронами DC. В структуре с квантовой ямой электрон и DC не разделяются пространственно, поэтому время обратного захвата электрона из зоны проводимости на пустом DC определяется временем преодоления потенциального барьера ΔE в конфигурационном пространстве, которое описывается термоактивной зависимостью

$$\tau(T) = \tau_0 \exp(\Delta E/kT).$$

В материале p -типа проводимости примесная ФП возбуждается в результате возбуждения электрона на пустом DC из валентной зоны. Поскольку потенциальный барьер для дырки из валентной зоны практически отсутствует, время релаксации ФП в p -GaAs много меньше, чем в n -GaAs, и практически не зависит от температуры.

Дополнительное возбуждение структуры n -GaAs непрерывным излучением с $h\nu > E_g$ приводит к генерации электронно-дырочных пар. Неравновесные дырки захватываются на DC, что приводит к перезарядке части центров. Поскольку скорость релаксации DC пропорциональна концентрации пустых центров ΔN , это вызывает ускорение процесса релаксации ФП. В пределе высокой скорости межзонной генерации глубокие центры полностью перезаряжаются ($\Delta N = N$), в результате чего доминирующим процессом примесной ФП становится

возбуждение электрона на DC из валентной зоны ($V \rightarrow DC$) с последующей быстрой его релаксацией.

Процесс релаксации глубоких центров в структуре n -типа проводимости, которые в равновесии заполнены электронами ($\Delta N = 0$), при условиях слабого примесного фотовозбуждения ($\Delta N_0 \ll n$) и интенсивной фоновой подсветки ($\Delta p \approx G_1 \tau_1$) описывается уравнением

$$\frac{d\Delta N}{dt} = R_3(N - \Delta N)\Delta p - \frac{\Delta N}{\tau_2}, \quad (1)$$

где R_3 — коэффициент рекомбинации электрона DC с дыркой валентной зоны (переход $DC \rightarrow V$); G_1 и $(1/\tau_1)$ — скорости межзонной генерации и рекомбинации (переходы $V \leftrightarrow C$).

При начальном условии $\Delta N(t=0) = \Delta N_0$ и с учетом уравнения электронейтральности $\Delta n = \Delta p + \Delta N$ зависимость концентрации неравновесных электронов от времени имеет вид

$$\Delta n(t) = G_1 \tau_1 + \frac{R_3 G_1 \tau_1 \tau_2}{1 + R_3 G_1 \tau_1 \tau_2} N + \Delta N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right);$$

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_2}{1 + R_3 G_1 \tau_1 \tau_2}. \quad (2)$$

Видно, что время релаксации DC уменьшается с увеличением скорости межзонной генерации G_1 .

Модель отрицательной фотопроводимости

ОФП возбуждается в неоднородных вдоль оси роста структурах с встроенным электрическим полем, например в структурах n -GaAs (δ -Si), НЕМТ-структурах и т. д. (рис. 2, б) при наличии в ней пустых DC. Генерация ОФП происходит в результате возбуждения электрона валентной зоны на пустом DC. Образовавшаяся в результате дырка рекомбинирует с электроном в проводящем канале через контактные области структуры за время $\sim 10^{-6}$ с, что приводит к возникновению замороженной ОФП. Генерация дырок СВ излучением с $h\nu > E_g$ создает возможность возврата электронов в валентную зону в промежутках между импульсами примесного излучения и делает ОФП наблюдаемой. Таким образом, возбуждение ОФП является индикатором наличия в глубине структуры пустых DC, расположенных при температуре измерения выше уровня Ферми.

Решение уравнения (1) для зависимости концентрации неравновесных электронов от времени для структуры с пустыми DC ($\Delta N = N$) с учетом уравнения электронейтральности $\Delta n = \Delta p - (N - \Delta N)$ имеет вид

$$\Delta n(t) = G_1 \tau_1 + (N - \Delta N_0) \times$$

$$\times \left[\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_3}\right) \right]. \quad (3)$$

Из полученного решения видно, что релаксация неравновесных электронов происходит в два этапа. Сначала часть электронов за время τ_1 рекомбинирует с неравновесными дырками, в результате концентрация электронов уменьшается (ОФП). Затем их концентрация медленно восстанавливается за время τ_{eff} , которое определяется скоростью генерации электронно-дырочных пар фоновым излучением G_1 .

Пустые DC могут образовываться в области нелегированного буфера в результате загрязнения эпитаксиальных слоев углеродом, который в комплексе с антиструктурным дефектом Ga_{As} создает глубокий донорный EL2-центр, а при замещении атома мышьяка является мелким акцептором и принимает на себя электроны EL2-центра. На это указывает корреляция возрастания амплитуды ОФП с ростом интенсивности линии люминесценции свободного углерода.

Наличие пустых DC является вредным фактором для приборных структур. Например, в НЕМТ-транзисторах эти центры захватывают разогретые сильным электрическим полем электроны, что приводит к смещению рабочей точки прибора, а также к увеличению шумов на низких частотах.

Для оценки концентрации DC проведено численное моделирование процесса ФП с учетом всех возможных оптических переходов (см. рис. 2), каналов рекомбинации и релаксации. Сравнение экспериментальной и теоретической форм сигнала и их зависимости от условий возбуждения позволяет оценить концентрацию пустых DC в глубине структуры. При этом параметром, наиболее чувствительным к концентрации DC, является температура возникновения отрицательного сигнала ФП.

Таким образом, обнаружен эффект влияния межзонной генерации носителей на процесс релаксации примесной ФП в наноструктурах полупроводников A^3B^5 . Показана принципиальная возможность определения концентрации глубоких состояний в глубине структуры путем анализа формы сигнала примесной ФП.

Список литературы

1. Pettersson H., Grimmeiss G., Powell A. L., Button C. S., Roberts J. S. and Rockett P. I. // *J. Appl. Phys.* 1993. V. 74. № 9. P. 5596–5601.
2. Борисов В. И., Сабликов В. А., Борисова И. В., Чмиль А. И. // ФТП, 1999. Т. 33. № 1. С. 68–74.
3. Засавицкий И. И., Мацонашвили Б. Н., Панкратов О. А., Трофимов В. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 1. С. 3–8.
4. Валейко М. В., Волчков Н. А., Гришечкина С. П., Казаков И. П., Пыркова О. А., Трофимов В. Т. Управление временем релаксации глубоких состояний в наноструктурах GaAs/Al-GaAs с модулированным легированием // Нанопотоника. Материалы совещания (20–23 марта 2000 г.). М.: Ин-т физики микроструктур РАН. 2000. С. 74–77.

УДК 621.3.049.77

Д. В. Брунев, И. Г. Неизвестный, Н. Л. Шварц,
З. Ш. Яновицкая,
Институт физики полупроводников СО РАН
(Новосибирск)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ КЛАСТЕРОВ В ПРОЦЕССЕ ЭПИТАКСИИ ПРИ НАЛИЧИИ БАРЬЕРОВ ШВЕБЕЛЯ*

Рассмотрен один из возможных кинетических механизмов образования компактных трехмерных островков при гетероэпитаксии.

Гетероэпитаксиальный рост сильно напряженных полупроводниковых систем является одним из способов создания самоорганизованных структур — массивов трехмерных островков с высокой однородностью по размерам [1]. В статье рассматривается один из возможных кинетических механизмов образования компактных трехмерных островков при гетероэпитаксии. Такие островки часто называют квантовыми точками даже до того, как измерены их электронные свойства. Различные аспекты процесса формирования квантовых точек методом Монте—Карло моделирования рассмотрены в [2—7].

При эпитаксиальном соединении двух материалов с рассогласованием по параметрам решетки в них возникают упругие напряжения. На рис. 1 схематически представлено распределение напряжений в эпитаксиальном островке вещества с большим параметром решетки на подложке с меньшим параметром в соответствии с современными представлениями [8]. Более темные места соответствуют большим напряжениям, вертикальные эллипсы указывают на сжатие, горизонтальные — на растяжение. Напряжения изменяются как вдоль подложки, так и в перпендикулярном направлении.

При молекулярно-лучевой эпитаксии атомы, попадающие из потока на случайные места поверхности, мигрируют по ней и на начальной стадии роста образуют двумерные островки. Известно, что даже для моноатомных веществ существуют барьеры Швевеля, т. е. асимметрия встраивания атома в ступень при подходе со стороны верхней и нижней террас [9]. Наличие напряжений изменяет энергию связи атома как с террасой, так и со ступенью. При этом могут измениться барьеры Швевеля, определяющие характер межслоевого атомного обмена и приводящие к тому, что переходы

типа $2 \rightarrow k$ или $4 \rightarrow m$ становятся предпочтительнее переходов $3 \rightarrow k$ и $4 \rightarrow n$ (см. рис. 1).

Нами изучался процесс формирования 3D-островков при многослойном осаждении с помощью распространенной кинетической Монте—Карло модели эпитаксии [10], в которую были введены дополнительные энергетические барьеры E_{st} для атомов, диффундирующих через ступени. Вероятность диффузионного скачка при пересечении ступени изменялась в $P = \exp[-E_{st}/(kT)]$ раз по сравнению с миграцией по своему атомному уровню. Множитель P_{up} изменял вероятность перемещения атома в вышележащие слои, а множитель P_{down} — в нижележащие. В первом приближении оба барьера считались независимыми от номера монослоя и покрытия. В дальнейшем предполагается ввести соответствующие изменения этих барьеров.

На рис. 2, а представлена фазовая диаграмма, на которой заштрихована область значений P_{up} и P_{down} , соответствующая росту по механизму Странского—Крастанова и отделяющая область послойного роста от области зарождения трехмерных островков. Значения $P_{up} > 1$ означают, что прыжки атома на места в верхнем слое оказываются предпочтительнее переходов на соседние атомные места без изменения уровня. На рис. 2, б, в представлены изображения поверхности (100) кубического кристалла после осаждения 1,9 монослоя (МС) при P_{up} и P_{down} , соответствующих разным областям фазовой диаграммы.

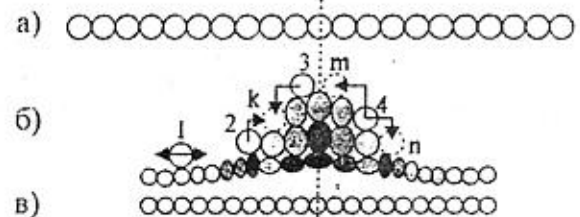


Рис. 1. Схема распределения напряжений в эпитаксиальном островке (б) из материала (а) на подложке (в). Более темный цвет соответствует большим напряжениям

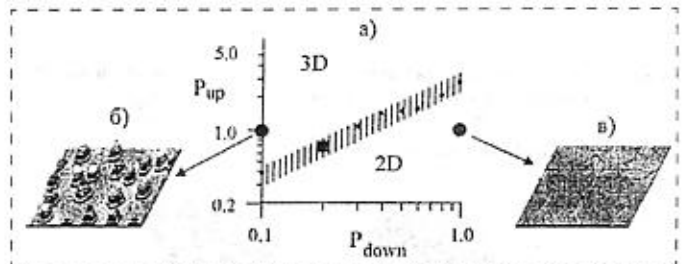


Рис. 2. Фазовая диаграмма (а), указывающая условия для трех механизмов роста: заштрихованная область (3D-островки со смачивающим слоем) отделяет режим послойного роста от режима формирования 3D-островков и модельные поверхности (б, в) после осаждения 1,9 МС с параметрами P_{up} , P_{down} , указанными кружками на фазовой диаграмме; диффузионная длина адатомов $\lambda = 20$ а. м. (атомных мест), $b_{bc} = 0,01$ ($b_{bc} = \exp[-E_b/(kT)]$, E_b — энергия связи)

* Данная работа проведена при поддержке РФФИ (проект 99-02-16742), программы ФЦНТ "Перспективные технологии и устройства микро- и нанoeлектроники" (N02.04.6.1.40.Т.54, N02.04.1.1) и программы "Поверхностные атомные структуры" (N3.2.99).

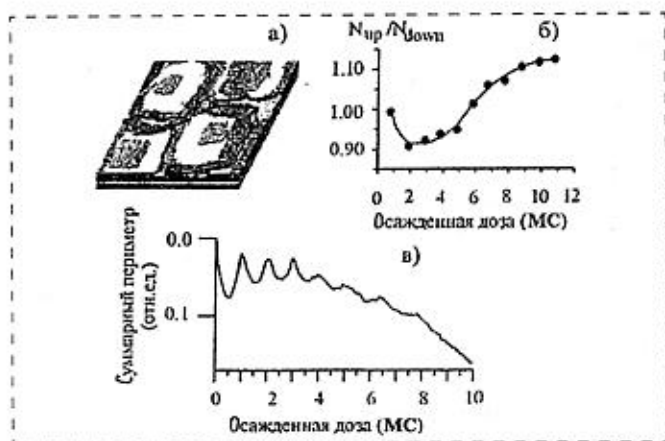


Рис. 3. Модельная поверхность (а) после осаждения 10 МС с параметрами $\lambda = 20$ а. м., $b_{bc} = 0,01$, $P_{up} = 0,6$, $P_{down} = 0,2$; зависимость отношения N_{up}/N_{down} (полного числа переходов атомов в верхние слои к числу переходов в нижние слои) от осажденной дозы (б) и зависимость суммарного периметра островков от осажденной дозы (в)

На рис. 3, а приведена модельная поверхность после осаждения 10 МС с параметрами P_{up} и P_{down} , отмеченными квадратом на рис. 2, а. Видны полностью заполненные первые атомные слои и начавшие формироваться плоские холмы. Причиной перехода от послойного роста к формированию холмов является увеличение со временем доли переходов атомов с краев ступеней в верхние слои по отношению к переходам в нижние. Этот факт иллюстрирует рис. 3, б. На рис. 3, в показаны осцилляции суммарного периметра островков, сопоставимые с экспериментальными ДБЭ-осцилляциями. Хорошо видны первые три осцилляции, характеризующие двумерное заполнение монослоев.

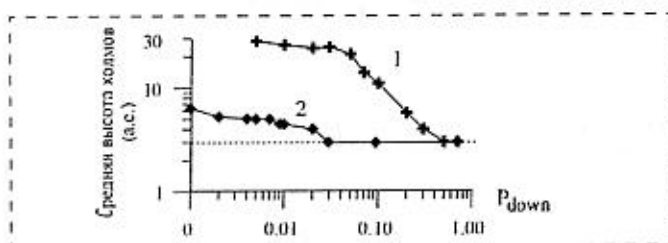


Рис. 4. Зависимость средней высоты холмов после осаждения 3 МС от параметра P_{down} при разных значениях P_{up} : 1 — $P_{up} = 1$; 2 — $P_{up} = 0$; $\lambda = 20$ а. м., $b_{bc} = 0,01$; пунктиром показана толщина осажденного слоя

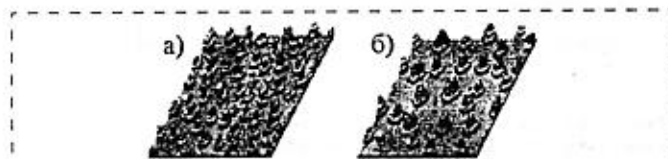


Рис. 5. Модельные поверхности после осаждения 1 МС: а — сразу после осаждения; б — после отжига при температуре роста в течение времени, превышающего время осаждения в 20 раз; $P_{up} = 3$, $P_{down} = 1$; $\lambda = 5$ а. м., $b_{bc} = 0,08$

Дальнейший монотонный рост периметра свидетельствует о переходе к формированию холмов.

На рис. 4 представлена зависимость высоты растущих холмов от параметра P_{down} для разных значений P_{up} . В области малых значений P_{down} , соответствующих пологому участку кривой 1, 3D-островки имеют вид узких конусов. С ростом P_{down} (крутой участок кривой) наблюдается переход к усеченным конусам с постепенно уменьшающейся высотой и увеличивающимся основанием (см. рис. 3, а).

Нижняя часть кривой 1 на рис. 4 относится к заштрихованной области фазовой диаграммы рис. 2, а. Формирование холмов наблюдается даже в области 2D-роста. Кривая 2 получена для $P_{up} = 0$ (запрет на переход атомов в верхние слои). При малых P_{down} (кривая 2) наблюдаются холмы, имеющие вид плоских пирамид со смыкающимися основаниями, что качественно отличает их от компактных трехмерных островков. Это так называемые кинетические холмы, исчезающие при прерывании роста и температурных отжигах. При установлении стационарной формы в процессе осаждения многих слоев стороны квадратных оснований холмов ориентируются по направлениям типа [01]. Холмы с аналогичной ориентацией наблюдались на поверхности (100) Ge [11].

Следует отметить, что квантовые точки, наблюдаемые выше области, заштрихованной на фазовой диаграмме рис. 2, а, не расплываются при прерывании роста и отжигах, но не являются термодинамически равновесными по отношению к Освальдовскому созреванию. На рис. 5 представлены изображения поверхности до и после отжига. Осаждение велось при условиях, обеспечивающих большую плотность островков. Отжиг проводился при высокой температуре, при которой имеет место интенсивный отрыв атомов от краев ступеней.

Таким образом, в данной работе влияние упругих напряжений при гетероэпитаксии было учтено с помощью барьеров Швобеля, различающихся для переходов в нижние и верхние атомные слои. Показано, в какой области значений этих барьеров наблюдается возникновение компактных 3D-островков при малых дозах осаждения.

Список литературы

1. Shchukin V. A., Bimberg D. // Rev. Modern Phys. 1999. V. 71. P. 1125.
2. Scholl E., Bose S. // Solid-State Elect. 1998. V. 42. P. 1587.
3. Barabasi A.-L. // Appl. Phys. Lett. 1997. V. 70. P. 2565.
4. Rottler J., Maass P. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 3490.
5. Tan S., Lam P.-M. // Phys. Rev. B 1999. V. 59. P. 5871.
6. Tan S., Lam P.-M. // Phys. Rev. B 1999. V. 60. P. 8314.
7. Mattsson T. R., Metiu H. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 926.
8. Kern R., Muller P. // Surf. Sci. 1997. V. 392. P. 103.
9. Kyuno K., Ehrlich G. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5592.
10. Clarke S., Vvedensky D. D. // Phys. Rev. B 1988. V. 37. P. 6559.
11. Van Norstrad J. E., Chay S. J., Cahill D. J. // Phys. Rev. B. 1998-I. V. 57. P. 12536.
12. Брунев Д. В., Неизвестный И. Г., Шварц Н. Л., Яновичкая З. Ш. Моделирование возникновения трехмерных кластеров в процессе эпитаксии при наличии барьеров Швобеля // Нанофотоника. Материалы совещания (Нижний Новгород, 20–23 марта 2000 г.). М.: Ин-т физики микроструктур РАН. 2000. С. 27–30.



В этом номере мы продолжаем публикацию аннотационных отчетов, полученных в инициативных научных проектах в области математики, информатики, механики, химии и поддержанных РФФИ по итогам конкурса 1997 г. (начало см. в № 1—3, 2001 г.). Данные по исполнителям проектов можно найти в "Информационном бюллетене РФФИ" № 5 за 1997 г.

АННОТАЦИОННЫЕ ОТЧЕТЫ ПО ТЕМАМ РФФИ

Научные основы формирования макромолекулярных металлокомплексов

Номер проекта: 97-03-32682-а
Год предоставления отчета: 1997

Синтезированы водорастворимые (со)полимеры, состоящие из звеньев с карбоксильными группами и звеньев N-виниламидных, N-алкил(арил)(мет)акриламидных. Варьировались длина и строение боковых цепей-носителей карбоксильных групп включением амидных, ароматических алкильных группировок с различным содержанием неполярных групп. Включение таких группировок позволяло широко менять межмолекулярные взаимодействия и внутримакромолекулярное структурообразование.

Изучено взаимодействие карбоксилосодержащих (со)полимеров с ионами поливалентных металлов Fe, Al в водных растворах при низких степенях ионизации карбоксильных групп. Для всех (со)полимеров методом УФ спектроскопии определено число связанных ионов Fe, приходящихся на одну ионогенную группу (со)полимера.

Для определения стабильности макромолекулярного металлокомплекса — продукта взаимодействия Fe — полимер — использовался разработанный нами ранее метод, основанный на включении исследуемого раствора Fe — полимер в водную полость обращенной мицеллы, образованной анионами поверхностно-активного вещества в органическом растворителе, и на анализе конкурентного взаимодействия ионов Fe с анионными группами мицеллы или с макромолекулой. Взаимодействие Fe — макромолекула оценивалось по тушению люминесценции люминесцентно меченого (со)полимера с метками антраценовой структуры.

Установлены особенности химического строения сополимера и внутримакромолекулярного структурообразования, влияющие на состав и стабильность макромолекулярного металлокомплекса (для ионов Fe, Al), на металлосвязывающую способность карбоксилосодержащих (со)полимеров.

Разработка новых методов, основанных на быстром изменении внешнего магнитного поля, и их применение для исследования короткоживущих радикальных частиц в жидкофазных фотолитических реакциях

Номер проекта: 97-03-32588-а
Год предоставления отчета: 1997

В работе проведено исследование молекулярной и спиновой динамики короткоживущих радикальных частиц (радикалов, радикальных пар, бирадикалов, ион-радикалов), образующихся при фотолизе органических соединений в гомогенных и мицеллярных растворах. Разработан принципиально новый высокочувствительный метод, базирующийся на влиянии быстрого изменения внешнего магнитного поля на процессы рекомбинации и спиновой эволюции изучаемых систем в слабых магнитных полях. Суть метода заключается в исследовании зависимости ядерной поляризации диамагнитных молекул продукта и выхода радикальных и электронно-возбужденных продуктов реакции от временного интервала между временем рождения радикальных частиц и изменением внешнего магнитного поля. Метод апробирован на ряде фотохимических реакций в гомогенных и мицеллярных средах. Для адекватного описания экспериментальных данных и получения количественной информации о параметрах обменного взаимодействия, механизмах электронной релаксации в радикальных парах и свободных радикалах и кинетике радикальных пар разработана теория химической поляризации ядер для радикальных пар с ограниченной подвижностью в условиях быстро переключаемого поля. Исследованы электронно-ядерные переходы в короткоживущих промежуточных радикалах, детектируемые по ядерной поляризации их диамагнитных продуктов.

Влияние морфологических особенностей аморфно-кристаллической структуры гибкоцепных полимеров на их способность к большим пластическим деформациям

Номер проекта: 97-03-32676-а
Год предоставления отчета: 1997

Исследовано влияние отжига под высоким давлением (ВД) полиэтилена сверхвысокой молекулярной массы (ПЭСВММ) в виде таблеток реакторного порошка (РП) и пленок, полученных монокристаллизацией РП при нормальной температуре и температурах вблизи температуры плавления полимера, на его структуру и свойства. Установлено, что отжиг указанных образцов при давлении 700 МПа и температурах 265–275 °С приводит к образованию кристаллов с выпрямленными цепями (КВЦ). Предыдущие попытки получить кристаллы с выпрямленными цепями в образцах ПЭСВММ не приводили к успеху вероятно из-за того, что были использованы образцы, закристаллизованные из расплава (блочные образцы).

Проведенные рентгеноструктурные исследования показали, что средний эффективный продольный размер кристаллитов в пленках, подвергнутых отжигу под высоким давлением, составил 50–100 нм и более 100 нм в зависимости от степени деформации исходных образцов. Анализ кривых распределения кристаллитов по размерам в продольном направлении свидетельствует о сложном строении исследуемых образцов, в которых наряду с большими кристаллитами (1 ~ 100 нм) с выпрямленными цепями имеется значительное число складчатых кристаллов размером 45–50 нм. О гетерогенном строении отожженных образцов можно заключить также из сложного вида большеугловых рентгенограмм, характерных для гow-структур и/или структур типа шиш-кебаб.

Кроме того, в работе исследовано влияние температуры отжига исходных таблеток РП ПЭСВММ при давлении 490 МПа на их деформируемость. Установлено, что исходные хрупкие таблетки приобретают аномально высокую пластичность (отожженный образец допускает вытяжку при 125 °С на сотни и тысячи процентов) после отжига при температурах, равных и выше температуры перехода полимера в высокобарическую фазу. Более того, предварительно ориентированные образцы ПЭСВММ после отжига под высоким давлением могли быть вытянуты дополнительно в несколько раз. Изучение строения таких образцов показало, что после

повторной вытяжки заметно снижается эффективный продольный размер кристаллита. При этом уменьшается как размер складчатых кристаллов, так и кристаллитов большего размера.

Субпикосекундная лазерная электрохимия

Номер проекта: 97-03-32264-а
Год предоставления отчета: 1997

Найдена зависимость плотности тока J электронного и электрон-протонного переноса из металла в реакционный центр, расположенный на границе металла с классически реорганизуемой средой, от температуры электронного газа T_e и перенапряжения. Показано, что с ростом T_e/T (T — температура среды) коэффициент переноса, равный производной $\ln J$ по перенапряжению, уменьшается от 1/2 (для нормального разряда при $T = T_e$) до $T/T_e \ll 1$. Зависимость тока от T_e — арениусовская. Эффективная энергия активации связана с энергиями реорганизации по координатам среды и протона скейлинговым соотношением, что позволяет найти обе величины из экспериментальной зависимости $J(T_e)$. Особенностью реакций электрон-протонного переноса по сравнению с внешнесферными является рост префактора на несколько порядков с увеличением T_e , обусловленный изменением режима движения протона от квантового к классическому.

Обнаружены гигантские импульсы тока разряда ионов водорода на ртутном электроде, освещаемом субпикосекундными лазерными импульсами.

Экспериментальные данные соответствуют описанным выше характеристикам сверхбыстрых электродных реакций электрон-протонного переноса. Значения T_e , найденные из измерений зависимости от интенсивности лазера, хорошо согласуются с вычисленными в модели нагрева газа свободных электронов. Определены фактор Франка—Кондона и высота барьера по координате протона.

Макроциклический эффект и реакционная способность металлопорфиринов

Номер проекта: 97-03-33489-а
Год предоставления отчета: 1997

Получены новые экспериментальные данные по исследованию реакций комплексообразования лигандов группы протопорфирина (полные метиловые эфиры протопорфирина IX, дейтеропорфи-

рина, мезопорфирина, гематопорфирина) и билвердина — нециклического аналога протопорфирина IX с платиной(III). Экспериментально разработаны оптимальные методики реакций и синтезированы комплексы порфиринов и билвердина, а также комплексы октафенилтетраазапорфина — жесткого аналога порфина с марганцем (III) и марганцем (V). Состав комплексов подтвержден спектральными методами (УФ, видимая, ИК, атомно-абсорбционная спектроскопия, масс-спектрометрия).

Изучены кинетика и механизм реакций диссоциации металлопорфиринов под действием сильных кислот и их смесей с органическими растворителями и взаимосвязь кинетических параметров со структурой комплексов. Методом электронной спектроскопии определены формы существования платина(III)билвердина в апротонных и протон-донорных растворителях и подобраны условия для кинетического исследования реакции диссоциации комплекса в целях прямой количественной характеристики макроциклического эффекта металлотопорфирина.

Обобщением полученных и опубликованных ранее данных определено количественное выражение макроциклического эффекта при образовании и сольвопротолитической диссоциации макроциклических ароматических комплексов в зависимости от состояния ароматической системы макроцикла в комплексе.

Сегментальная динамика в нанокластерах и наноскопических объемах стеклообразного полимера, контактирующих с жестким ограничителем

Номер проекта: 97-03-32643-а
Год предоставления отчета: 1997

Методами высокоразрешающей лазерно-интерферометрической спектроскопии по скоростям ползучести (ССП), ДСК, длинноволновой ИК спектроскопии (ДИК) и низкочастотного комбинационного рассеяния (КР) исследованы особенности сегментальной динамики, а также колебательные возбуждения (бозоновский пик) в сложных полимерных системах, в основном в нанобъемах полимера, контактирующего с жестким структурным ограничителем. В качестве модельных систем с регулярно изменяемым строением использовались серии: эпокси-аминных сеток; фуллеренсодержащих звездообразных полистиролов; полиимидо-полидиметилсилоксановых блок-сополимеров; метакрилатные полимеры и нанофазово-раздельные гиб-

ридные полиимидо-кварцевые материалы, полученные по золь-гель-технологии.

Обнаружен ряд общих аномалий сегментальной динамики в исследованных системах, в частности: многократное уширение области стеклования и ее смещение как к высоким, так и к низким температурам, вплоть до области бета-релаксации; резкое уменьшение энергий активации и масштаба актов движения; повышение интенсивности бета-релаксации в предельно сшитых сетках; сильно выраженная динамическая гетерогенность в широком интервале стеклования; подавление сегментального движения. Показана возможность получения методом ССП детализированной, дискретной картины сегментальных движений в широкой релаксационной области альфа- или бета-релаксаций. Обнаружено, что малоугловые колебательные возбуждения, определяющие проявление бозоновского пика, носят коррелированный характер, охватывая такой же участок цепи (Куновский сегмент), что и в большеамплитудной релаксационной динамике.

Эти эффекты интерпретируются с позиций общей сегментальной природы альфа- и бета-релаксаций, нарушения межцепной кооперативности движения сегментов, особенностей упаковки цепей, заключенных в нанобъемы, и влияния жестких структурных ограничителей.

Размерные эффекты в нанокластерах

Номер проекта: 97-03-32044-а
Год предоставления отчета: 1997

Синтезирован ряд нанокластерных систем, включающих комплексы и оксиды железа и исследованы их структурно-динамические и каталитические свойства. Разработана термодинамическая модель магнитных фазовых переходов 1-го и 2-го рода с учетом межкластерного взаимодействия и избыточного давления. С помощью компьютерной модели Изинга магнитных фазовых переходов для изолированного кластера было изучено влияние формы и границ кластера. Наблюдалось уменьшение точки Кюри при относительном увеличении доли поверхности. Для полимерной наносистемы, включающей кластеры оксидгидроксида железа размером 3 нм, было обнаружено уменьшение взаимодействия кластер—матрица при гидратации системы с последующим замораживанием в области температур 4,2—30 К, что сопровождается уменьшением точки магнитного фазового перехода на 3—4 К. В рамках термодинамической модели магнитных фазовых переходов в наносистемах этот

температурный сдвиг связывается с избыточным давлением после замораживания воды в полимере.

Для наносистемы гидрогеля железа с помощью Мессбауэровской спектроскопии была изучена межкластерная динамика в процессе гидратации феррогеля. Был обнаружен квазиупругий компонент спектра в пределах до 300 мм/с, что позволяет сопоставлять эти данные с квазиупругим рассеянием нейтронов.

В пористых гидрофобных полимерах с порами менее 3 нм методом Рэлеевского рассеяния Мессбауэровского излучения (РРМИ) обнаружено существование кластеров "жесткой" воды. Для наносистем — предшественников катализаторов окисления, синтезированных с помощью электрохимических методов, — было обнаружено взаимодействие атомов железа с иттрием, определяющее формирование сложного оксида.

Для кластеров оксидов и металлического железа размером 3—30 нм в пористом угле был исследован эффект увеличения размера пор в 1,4 раза в зависимости от размера кластера в каталитической гидрогенизации углеродной матрицы. Была изучена активность кластерного катализатора при окислительном разложении сероводорода на кластерной системе магнетит + пирротит/пористый уголь. Высокая активность и стабильность катализаторов обусловлена присутствием нанокластеров нестехиометрического магнетита размером 5—10 нм.

Трансляционная подвижность молекул в пористых средах при адсорбции смесей

Номер проекта: 97-03-32049-а
Год предоставления отчета: 1997

Изучена самодиффузия молекул с различными (вода и фреон 114 Б-2), а также близкими (бензол и перфторбензол) механизмами адсорбции в активных углях с различной микропористой структурой. Изучена также самодиффузия при адсорбции тройной смеси бензол/перфторбензол/дейтерированная вода. Показано, что при адсорбции смеси органических веществ взаимовлияние молекул мало, а добавление в смесь дейтерированной воды приводит к росту энергии активации самодиффузии молекул органических веществ. Особое внимание уделено определению величины адсорбции воды, при которой молекулы воды создают диффузионный барьер для молекул органических веществ.

Установлена корреляция между кристаллической микротекстурой углеродных адсорбентов, числом первичных адсорбционных центров (ПАЦ)

и подвижностью адсорбированных молекул органических веществ и воды. Проанализированы особенности самодиффузии молекул воды в углеродных и пористых метакрилатных полимерных адсорбентах (МПС). Показано, что в МПС при самодиффузии молекул воды ПАЦ играют более существенную роль, чем в активных углях. Диффузионное поведение молекул воды, адсорбированных МПС из паровой фазы, отличается от поведения воды при адсорбции из жидкости.

Изучена диффузия и самодиффузия в системах неионные трисилоксановые ПАВ—вода. Показано существование в этой системе быстро движущихся мономеров и медленного компонента — агрегатов (мицелл или везикул).

Многомерная туннельная динамика нежестких молекул

Номер проекта: 97-03-33687-а
Год предоставления отчета: 1997

Многомерный модельный гамильтониан нежесткой молекулы, включающий потенциальные и кинематические связи между туннельной и поперечными координатами, построен из соображений симметрии траектории перехода между устойчивыми конфигурациями.

Пертурбативный метод инстантона (ПМИ) обобщен для такого гамильтониана. Найдены аналитические выражения для экстремальной туннельной траектории первого порядка, квазиклассических волновых функций (квазиклассическое действие второго порядка и префактор первого порядка) и туннельных расщеплений основного и низших возбужденных колебательных состояний. Показано, что учет кинематических связей приводит к появлению псевдопотенциальных членов в квазиклассических уравнениях, не усложняющих их решение.

Туннельные расщепления в двух- и трехмерных потенциалах, рассчитанные в рамках ПМИ, хорошо согласуются с результатами диагонализации матрицы гамильтониана.

ПМИ применен для выяснения влияния на туннельную динамику перекрестных ангармонизмов продольных и поперечных колебаний третьего и четвертого порядков в молекуле малональдегида. Рассмотрен эффект торзионно-колебательных связей в динамике внутреннего вращения в молекуле перекиси водорода.

ПМИ использован для анализа спектров квазиупругого рассеяния нейтронов и спектров ЯМР в кристаллах бензойной кислоты.

Экспериментальное изучение структурной устойчивости аэродисперсных агрегатов углеродных частиц нанометрового диапазона под действием конденсационных процессов

Номер проекта: 97-03-33424-а
 Год предоставления отчета: 1997

Было проведено экспериментальное исследование изменения структуры углеродных агрегатов под влиянием конденсирующихся на их поверхности паров жидкости. Обнаружено, что конденсация паров на поверхности первоначально разреженного агрегата ведет к образованию более компактных структур типа глобул. При этом удалось продемонстрировать, что процесс денсификации структуры агрегатов в сильной степени зависит от характера взаимодействия конденсата с поверхностью частиц, т. е. от ее лиофильности или лиофобности.

Предварительные эксперименты с углеродными агрегатами, осажденными на подложки, показали, что в случае лиофильной системы конденсация паров и структурные изменения в агрегатах происходят при давлении паров ниже насыщения. Это является важным обстоятельством при изучении структурной устойчивости аэродисперсных систем. Для подробного изучения указанного эффекта выполнены необходимые изменения в экспериментальном оборудовании.

Была создана установка для непрерывной генерации углеродных (сажевых) агрегатов с регулируемыми структурными параметрами, основанная

на принципе неполного сгорания ацетилена в ламинарном потоке. Кроме того, сконструирована и изготовлена проточная конденсационная камера для исследования конденсационных эффектов в зависимости от степени пересыщения или недо-сыщения пара.

Завершен процесс наладки и апробации нового оборудования и отработана методика проведения исследования структурных изменений углеродных агрегатов в зависимости от парциального давления конденсирующихся паров.

Поверхностные процессы при фазовых и структурных превращениях в металлах

Номер проекта: 97-03-32483-а
 Год предоставления отчета: 1997

Химический состав и структура поверхности поликристаллических и жидких сплавов Cu-Ag, Cu-Sn, Fe-C, Fe-Mn-C исследованы методами температурно-программируемой десорбции и компьютерного моделирования (метод Монте—Карло с вычислением энергии по методу погруженного атома). Установлена высокая степень поверхностной сегрегации атомов Ag, Sn, C и Mn. Для расплавов Fe-Mn-C определены температурные интервалы существования поверхностных фаз графита и квазикарбидной фазы, обогащенной атомами Mn. Выявлена корреляция между поверхностными фазовыми переходами конденсации углерода в островки графита и фазовым состоянием углеродсодержащего компонента в объеме эвтектического сплава Fe-C.

НОВАЯ КНИГА

Каляев И. А., Гайдук А. Р. Однородные нейрородные структуры в системах выбора действий интеллектуальных роботов. — М.: Янус-К, 2000. 280 с.

Изложены теоретические и практические основы создания на базе однородных нейрородных структур систем выбора действий интеллектуальных роботов, функционирующих в неизвестной заранее обстановке. Рассмотрены методы формирования модели действий робота, математическая формулировка задачи оптимального выбора его действий как вариационной задачи, новые графовые методы ее решения, ориентированные на реализацию с помощью однородных нейрородных структур. Освещены принципы построения и микроэлектронной реализации однородных нейрородных структур и систем выбора действий интеллектуальных мобильных роботов на их основе.

Предназначена для специалистов в области управления, робототехники, интеллектуальных систем, а также для аспирантов и студентов старших курсов соответствующих специальностей.

ИНФОРМАЦИЯ

РЕНТГЕНОВСКАЯ ОПТИКА-2001

19—22 февраля 2001 г. в Нижнем Новгороде состоялось ежегодное рабочее совещание, целью которого было ознакомление с результатами ведущих научных коллективов и обмен опытом в области технологии изготовления и применения рентгеновской оптики.

Программа совещания:

- многослойная рентгеновская оптика нормального падения для экстремального ультрафиолетового и рентгеновского диапазонов;
- многослойная рентгеновская оптика "жесткого" рентгеновского диапазона;
- монокристаллическая дифракционная оптика;
- рентгеновская оптика СИ;
- новые методы диагностики многослойных структур из сверхтонких пленок;
- использование многослойной оптики в задачах проекционной рентгеновской литографии, рентгеновской микроскопии, рентгеновской астрономии, рентгеновской диагностики высокотемпературной плазмы.

Совещания проводил Институт физики микроструктур РАН.

603600, Нижний Новгород, ГСП-105,

тел. (8312) 675120,

факс (8312) 675553,

e-mail: xray@ipm.sci-nnov.ru; <http://www.ipm.sci-nnov.ru>

Совещание проводилось при содействии РФФИ, Министерства промышленности, науки и технологий РФ.

ЗОНДОВАЯ МИКРОСКОПИЯ-2001

25 февраля — 1 марта 2001 г. в Нижнем Новгороде состоялось ежегодное международное рабочее совещание, целью которого было ознакомление с результатами ведущих научных коллективов и обмен опытом в области исследования поверхности твердых тел с помощью сканирующих зондовых микроскопов.

Программа совещания:

- сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия;
- использование зондовых микроскопов в создании и исследовании свойств наноструктур;
- атомно-силовая микроскопия;
- оптическая ближнепольная микроскопия;
- физика микроконтактов;
- оригинальные конструкции микроскопов и новые методы исследования поверхности.

Совещание проводил Институт физики микроструктур РАН.

603600, Нижний Новгород, ГСП-105,

тел. (8312) 675120,

факс (8312) 675553.

E-mail: micro@ipm.sci-nnov.ru; <http://www.ipm.sci-nnov.ru>.

Председатель программного комитета — чл.-корр. РАН С. В. Гапонов.

Совещание проводилось при поддержке РФФИ, Министерства промышленности, науки и технологий РФ, Министерства образования РФ, IEEE (Institute of Electrical and Electronics Engineers), НТ МДТ.

НАНОФОТОНИКА

26—29 марта 2001 г. в Нижнем Новгороде состоялось Всероссийское совещание "Нанофотоника".

Программа совещания — обсуждение современного состояния работ в области:

- физических явлений, лежащих в основе оптоэлектронных свойств гетероструктур на основе кремния (квантовых ям и квантовых точек на основе SiGe, Si/A₃B₅, Si/Ge/C, Si/Ge/Sn, Si/SiO₂), пористого кремния, нанокристаллического кремния с редкоземельными элементами;
- технологии роста и характеристики соответствующих наноструктур;
- физики неравновесных и инвертированных распределений и внутризонных оптических переходов горячих носителей в полупроводниковых структурах с квантовыми ямами в сильных электрических и магнитных полях, включая механизмы инверсии и стимулированного излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах;
- нелинейных оптических явлений в наноструктурах;
- оптических свойств экситонов в наноструктурах.

В программу были включены дополнительно отдельные сообщения о новых оптических свойствах полупроводниковых наноструктур, не относящиеся к двум основным разделам совещания.

Совещание проводил Институт физики микроструктур РАН.

603600, Нижний Новгород, ГСП-105,

тел. (8312) 675120,

факс (8312) 675553,

e-mail: nano@ipm.sci-nnov.ru, <http://www.ipm.sci-nnov.ru>

Совещание проводилось при поддержке РФФИ, Министерства промышленности, науки и технологий РФ и Министерства образования РФ.

Материалы совещания будут опубликованы в "Известиях Академии наук. Серия физическая".

6-е Всероссийское совещание-семинар "ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ НОВОЙ ТЕХНИКИ"

Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана

16—18 мая 2001 г.

Председатель Оргкомитета — д-р физ.-мат. наук, проф. М. И. Киселев

Состав секций совещания-семинара

1. Физическая механика
2. Физика наномира и нанотехнологии
3. Робототехника
4. Микросистемная техника
5. Реновация средств и объектов материального производства
6. Измерительные процессы, системы и техническая диагностика

*Дополнительную информацию о совещании-семинаре
можно получить в Оргкомитете:*

107005, Москва, 2-я Бауманская ул., 5. МГТУ им. Н. Э. Баумана

каф. "Метрология и взаимозаменяемость" (МТ-4)

Тел.: (095) 267-02-57, 267-09-72, 267-00-78, 267-09-94