

23. Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. e. a. Bandedge electroabsorption in quantum well structures: The quantum-confined Stark effect // Phys. Rev. Lett.—1984.—53.— P. 2173.
24. Miller D. A. B., Weiner J. S., Chemla D. S. Electric field dependence of linear optical properties in quantum well structures waveguide electroabsorption and sum rules // IEEE J. Quantum. Electron.—1986.—QE-22.— P. 1816.
25. Wood T. H., Burrus C. A., Miller D. A. B. e. a. High-speed optical modulation with GaAs/GaAlAs quantum wells in a p-i-n structure // Appl. Phys. Lett.—1984.—44.— P. 16.
26. Chemla D. S., Miller D. A. B., Smith P. W. Nonlinear optical properties of GaAs/GaAlAs multiple quantum well material: Phenomena and applications // Opt. Eng.—1985.—24.— P. 556.
27. Weiner J. S., Miller D. A. B., Chemla D. S. Quadratic electro-optic effect due to the quantum-confined Stark effect in quantum wells // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 842.
28. Tarucha S., Iwamura H., Saku T., Okamoto H. Waveguide type optical modulator of GaAs quantum well double heterostructures using electric field effect on exciton absorption // Jpn. J. Appl. Phys.—1985.—24.— P. L442.
29. Bar-Joseph I., Klingshirn C., Miller D. A. B. e. a. Quantum-confined Stark effect in InGaAs/InP quantum wells grown by organometallic vapor phase epitaxy // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 1010.
30. Le H. Q., Zayhowski J. J., Goodhue W. D. Stark effect in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ coupled quantum wells // Ibid.— P. 1518.
31. Miller D. A. B., Chemla D. S., Damen T. C. e. a. The quantum well self-electro-optic effect device: optoelectronic bistability and oscillation and self-linearized modulation // IEEE J. Quantum Electron.—1985.—QE-21.— P. 1462.
32. Wood T. H., Burrus C. A., Gnauck A. H. e. a. Wavelength-selective voltage-tunable photodetector made from multiple quantum wells // Appl. Phys. Lett.—1985.—47.— P. 190.
33. Miller D. A. B., Henry J. E., Gossard A. C., English J. H. Integrated quantum well self-electro-optic effect device: 2×2 array of optically bistable switches // Appl. Phys. Lett.—1986.—49.— P. 821.
34. Yamawishi M., Lee Y., Suemune I. Optical bistability by charge-induced self feedback in quantum well structure // Optoelectronic.—1987.—2.— P. 45.
35. Jewell J. L., Scherer A., McCall S. L. e. a. GaAs—AlAs monolithic microresonator arrays // Appl. Phys. Lett.—1987.—51.— P. 94.
36. Chemla D. S., Bar-Joseph I., Klingshirn C. e. a. Optical reading of field-effect transistors by phase-space absorption quenching in a single InGaAs quantum well conducting channel // Appl. Phys. Lett.—1987.—50.— P. 585.
37. Goossen K. W., Lyon S. A. Grating enhanced quantum well detector // Appl. Phys. Lett.—1985.—47.— P. 1257.

Поступила в редакцию 23 ноября 1988 г.

УДК 535.21 : 53.06

М. И. ШТОКМАН

(Новосибирск)

ВОЗМОЖНОСТЬ ЛАЗЕРНОЙ НАНОМОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ С ПОМОЩЬЮ РАСТРОВОГО ТУННЕЛЬНОГО МИКРОСКОПА

Введение. Принципиальная невозможность локализовать световую волну в пространственных областях нанометрового масштаба исключает избирательное воздействие на такие области и зондирование их чисто оптическими методами. В данной работе* предлагается подход, позволяющий осуществить оптическое воздействие на поверхность с пространственным разрешением порядка 1 нм. Этот подход основывается на локальном усилении электромагнитного поля вблизи неоднородностей поглощающей среды, имеющих малый (вплоть до атомно-молекулярных масштабов) радиус кривизны. В качестве усиливающей неоднородности

* Предварительные результаты опубликованы в препринте [1].

служит острие растрового туннельного микроскопа (РТМ) [2, 3], а сам РТМ используется для позиционирования острия относительно модифицируемой (зондируемой) поверхности, а также для контроля наносимых на поверхность повреждений.

Среди возможных приложений лазерной модификации в нанометровых областях (наномодификации) актуальна сверхплотная запись информации. Под сверхплотной понимается запись, в которой размер элемента (радиус области, толщина линии и т. п.) значительно меньше длины волны оптического излучения. Сверхплотную запись, таким образом, нельзя ни произвести, ни считать при использовании только оптических методов. Возможность сверхплотной записи важна в первую очередь, по-видимому, для вычислительной техники (массовая память). Считываться сверхплотная информация может также с помощью РТМ. Весьма перспективно и применение лазерной наномодификации в технологии микро- и нанoeлектроники.

Общая идея локализации взаимодействия света с веществом на постоянных нанометрового масштаба с помощью квазирезонансно поглощающего примесного центра, положенная в основу настоящей работы, очевидно, аналогична основному принципу, высказанному автором ранее в [4]. В последней работе предложен метод локального внесения повреждений в заданные участки макромолекул с помощью примесных хромофорных групп. Метод [4] был реализован в [5], в результате чего показана локализация фотоповреждений макромолекулы нуклеиновой кислоты в радиусе нескольких долей нанометра вокруг хромофора.

РТМ обеспечивает разрешение порядка 1 нм в плоскости поверхности и порядка сотых долей нанометра по нормали к поверхности [2, 3]. Основным элементом РТМ является металлическое острие с радиусом закругления конца $b \sim 1$ нм. Это острие закреплено на устройстве перемещения (обычно на основе пьезоэлементов), обеспечивающем его подвижность в трех измерениях с требуемой точностью. Острие подводится к поверхности на расстояние $h \sim b$. В результате такого сближения становится возможным туннелирование электронов между острием и поверхностью. При приложении между последними небольшой разности потенциалов $U \sim 0,1$ В протекает туннельный ток. Величина этого тока сильно (экспоненциально) зависит от расстояния между острием и поверхностью. Туннельный ток чувствителен к локальному химическому составу и агрегатному состоянию поверхности. Такое свойство является важным преимуществом РТМ перед электронным микроскопом.

Другое существенное преимущество РТМ — низкая энергия электронов ($\ll 0,1$ эВ), обеспечивающая неповреждающий характер зондирования поверхности (в электронном микроскопе энергия электронов составляет порядка килоэлектронвольт или более). Кроме того, вследствие высокой энергии в электронном микроскопе электроны проникают в образец на расстояние порядка микронов, а также дают вторичные электроны. Это уменьшает разрешение электронного микроскопа и мешает его использованию для субмикронной литографии. Указанного недостатка РТМ лишен.

Существуют подходы [6—9] к наномодификации поверхности с помощью РТМ. Метод [6] основан на механическом повреждении поверхности острием. В работе [7] описано повреждение пленки на поверхности туннельным током (величины 10 нА), имеющее, по-видимому, электрохимическую природу. Наномодификация в [8, 9] осуществлялась путем перенесения атомов металлов с иглы РТМ на поверхность.

1. Лазерная наномодификация поверхностей с помощью РТМ. В данной работе предлагается новый метод наномодификации поверхностей. Он, как уже указывалось выше, основан на усилении оптических полей в окрестности металлического острия. Поскольку в РТМ острие приближено к поверхности, то усиленное электрическое поле оптической частоты индуцирует локальные фотопроцессы в областях нанометрового масштаба. Это поле является эффективным повреждающим фактором,

вызывающим локальную модификацию поверхности по ряду механизмов (см. ниже).

Для индукции локальных повреждений поверхность с приближенным к ней острием должна облучаться лазерным светом, интенсивность которого недостаточна для ее повреждения вдали от острия. Однако локальная интенсивность в окрестности острия уже может быть повреждающей. Тогда на поверхности вблизи острия появится след в виде искажения рельефа, изменения структуры или химического состава.

Локальное усиление поля электромагнитной волны вблизи поглощающей излучение неоднородности — хорошо установленный факт. Оно ответственно за усиление оптических откликов молекул, адсорбированных на шероховатых поверхностях [10—12]. К числу подобных эффектов относятся гигантское комбинационное рассеяние (ГКР), а также поверхностно-усиленные генерация гармоник, поглощение, люминесценция и фотохимия.

Физической причиной локального усиления электромагнитных полей является достаточно высокая добротность металлической неоднородности как резонатора, а также ее вытянутая форма (эффект «светящегося острия») [11, 12]. Неоднородность на поверхности обычно моделируется полуэллипсоидом, вытянутым в нормальном к ней направлении и имеющим размеры, значительно меньшие длины волны излучения λ . Точно так же будем моделировать и острие РТМ.

В приложении показано, что локальное поле вблизи острия может превосходить среднее поле в $g \lesssim 1000$ раз. Эта оценка находится в согласии с расчетом [12], из которого следует, что непосредственно вблизи серебряного острия поле усилено в $g \approx 12$ раз при соотношении длин осей эллипсоида $a/b = 1,0$ и длине волны излучения $\lambda = 362$ нм и в $g \approx 120$ раз при $a/b = 3,0$, $\lambda = 477$ нм (поляризация излучения параллельна длинной оси острия). Выше указаны длины волн, обеспечивающие максимум усиления. Приведенные оценки фактора усиления поля согласуются со степенью усиления комбинационного рассеяния [11].

Таким образом, локальная плотность мощности электромагнитного поля в окрестности острия превышает среднюю плотность мощности в $G = g^2 = 100—10^6$ раз, что обеспечивает высокий контраст повреждения. Достаточно быстрое падение поля при удалении от острия обуславливает локальность повреждения (размер повреждения порядка радиуса кривизны острия, см. оценки в приложении).

Рассмотрим возможные основные механизмы локального фотоповреждения поверхности в нанометровой окрестности металлического острия. При этом будем исходить из аналогии с явлениями в микро- и макроскопических (с размерами порядка или более длины волны) областях. Не исключено, однако, что оптическое воздействие на нанообласть будет обладать существенными особенностями, обусловленными атомно-молекулярным масштабом возникающих неоднородностей. Экспериментальные данные на этот счет отсутствуют: ранее подходов, предоставляющих возможность локализовать взаимодействие света с поверхностью на размерах порядка нанометра, не существовало.

1.1. Термический механизм фотоповреждения заключается в локальном разогреве поверхности и предполагает, что последняя поглощает лазерное излучение. Во избежание уширения зоны модификации вследствие теплопроводности в период действия импульса возбуждающего излучения его длительность τ_p не должна значительно превосходить характерное время диффузии температуры τ_x . Для кварца (или мономолекулярного слоя на кварце) при размере повреждаемой области $r_d = 1$ нм $\tau_x = 3$ пс (см. приложение).

В ответ на локальный разогрев может происходить структурное превращение поверхности (фазовый переход второго рода), а также ее плавление и испарение. Важная особенность таких превращений — их пороговый характер. Вследствие этого уширение зоны нагрева при остывании образца (после действия импульса) не очень существенно: напри-

мер, при увеличении размера зоны нагрева всего на 25 % избыточная температура падает приблизительно в 2 раза и превращение заканчивается (если начальная температура не слишком превосходила пороговую).

Для определенности рассмотрим далее плавление. Для неповреждения острия желательнее, чтобы его температура плавления была существенно выше, чем поверхности. Одним из возможных последствий плавления кристаллической поверхности является ее локальное стеклование (например, образование микроучастка стеклообразного металла). Возможность стеклования обусловлена малым временем остывания, которое порядка τ_x .

Для нанометрового размера зоны повреждения r_d плавление поверхности по оценке (см. приложение) эффективно возникает при локальной плотности мощности $J \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$ (длительность возбуждающего импульса $\tau_p \approx 3 \text{ пс}$). Принимая «умеренное» значение $G = 10^3$ (см. выше), получим, что повреждающая плотность мощности внешнего излучения $J_0 \approx 3 \text{ МВт/см}^2$. На вопрос о сохранности острия при действии излучения таких интенсивностей, по-видимому, на основании имеющихся данных ответить невозможно. Для сравнительно «больших» размеров области повреждения $r_d \approx 20 \text{ нм}$, представляющих тем не менее большой прикладной интерес для микро- и нанoeлектроники, максимальная длительность импульса $\tau_p \approx 1 \text{ нс}$ и соответствующая интенсивность возбуждающего излучения $J_0 \approx 10 \text{ кВт/см}^2$.

1.2. *Стрикционный механизм фотоповреждения* основывается на возникновении напряжений (пондеромоторных сил) под действием электрического поля. Пондеромоторные силы индуцируются в неоднородном теле, а также при наложении на тело неоднородного поля [13]. Стрикционному повреждению подвержены, очевидно, и прозрачные (непоглощающие) диэлектрики. Такое повреждение является пороговым.

Пондеромоторные силы, индуцированные оптическим полем, пропорциональны квадрату его амплитуды и усиливаются вблизи острия на фактор $\sim G$, т. е. на несколько порядков. Соответственно падает порог повреждения. Возможно стрикционное повреждение и под действием статических полей, возникающих вследствие фотогальванических эффектов в веществе поверхности и в «фотодиоде» поверхность-острие (см. ниже).

Плавление, испарение и стрикционное повреждение поверхности, так же как и другие пороговые механизмы, при надлежащем выборе параметров излучения приводят к конечному радиусу локализации повреждения r_d (порядка радиуса кривизны острия b) и к его сколь угодно высокому контрасту (отсутствию повреждения вдали от острия) даже при линейном механизме взаимодействия с электромагнитным полем (ср. с приложением).

1.3. *Электрический механизм повреждения* заключается в возникновении пробоя в материале поверхности под действием больших электрических полей как оптической частоты, так и статических. Последние могут генерироваться вследствие фотогальванического эффекта (поверхностного [14] либо объемного [15]). Возможна также генерация статических электрических полей вследствие фотоэффекта в фотодиоде поверхность-острие (см. ниже).

В диэлектриках фотоиндуцированные электростатические поля в темновых условиях (после окончания действия возбуждающего импульса) «замораживаются» и существуют в течение длительного срока, который по порядку величины оценивается как время Максвелла $\tau_M = \epsilon_s / 4\pi\sigma_s$, где ϵ_s , σ_s — диэлектрическая проницаемость и проводимость вещества поверхности. Величина τ_M может быть много более года. Микрообласть с замороженным полем сама по себе является повреждением: в ней изменены характеристики вещества (например, ϵ_s). Ее можно обнаружить с помощью РГМ, поскольку этот микроскоп чувствителен к электрическому потенциальному рельефу поверхности. С позиций записи инфор-

магии существенно, что подобная электрическая запись стирается УФ-ми реакциями на поверхности, индуцированными электронным или колебательным возбуждением составляющих ее молекул. Данный механизм, очевидно, непороговый. Поэтому легко выполнить условия неповреждения острия, но сложнее добиться высокого контраста записи. Для n -фотонных реакций вероятность фотопревращения пропорциональна G^n ; соответственно контраст (отношение вероятностей реакции вблизи острия и вдали от него) порядка $G^n \sim 10^{3n}$. Поэтому уже для двухквантовых реакций контраст достаточно велик.

Радиус (среднеквадратичный) r_a локализации повреждений в результате n -квантовых фотохимических реакций оценен в приложении. Для нелинейных реакций ($n > 1$) величина r_a мала: порядка радиуса кривизны острия $b \sim 1$ нм и падает с увеличением n как $n^{-1/2}$. Для линейных реакций радиус r_a существенно больше: он порядка среднего геометрического из толщины и длины острия.

При наличии однофотонного поглощения двухквантовые реакции идут с заметной эффективностью при локальной плотности мощности $J \sim 1$ МВт/см², что (при $G \sim 10^3$) соответствует интенсивностям возбуждающего излучения $J_0 \sim 1$ кВт/см². В отсутствие однофотонного поглощения для эффективного возбуждения двухквантовых реакций требуются плотности мощности $J \sim 1$ ГВт/см², что соответствует внешним интенсивностям $J_0 \sim 1$ МВт/см².

Возможен также фотохимический механизм, основанный на возбуждении одноквантовых реакций высоких энергий на поверхности, не поглощающей возбуждающее излучение. Эти реакции индуцируются полем гармоник, возникающих на острие как на нелинейном элементе. Отметим, что уже вторая гармоника видимого или мягкого УФ-излучения лежит в далекой УФ- или ВУФ-области и хорошо поглощается большинством веществ, эффективно вызывая химические превращения. Данный механизм носит черты общности с двухквантовой аффинной модификацией, предложенной нами ранее для локального фотоповреждения макромолекул [4]. Поле гармоник на острие может также индуцировать и другие повреждения поверхности, не поглощающей внешнее излучение, в частности плавление.

Наконец, укажем, что для локальной модификации поверхности перспективны комбинированные механизмы повреждения (стрикционный + термический, стрикционный + химический, химический + термический и т. д.). В частности, стрикционное повреждение сильно облегчается при локальном разогреве: его порог падает до нуля при плавлении. Химическая модификация поверхности может способствовать как ее плавлению, так и стрикционному повреждению. Разогрев, в свою очередь, может ускорять химическую модификацию вследствие термической активации реакций.

1.5. *Механизм локального фотоповреждения, не обусловленный металллическими свойствами острия РТМ.* Предполагается, что конец острия содержит примесные центры, имеющие низколежащий уровень. Таковыми являются, например, ионы редкоземельных элементов. Облучение производится достаточно длинноволновым светом, не поглощаемым поверхностью в однофотонном процессе, но квазирезонансным низкочастотному переходу в примеси. При достаточной интенсивности излучения происходит ступенчатое двухквантовое поглощение примесью с последующей безрадиационной передачей энергии возбуждения на окружающую среду, в том числе и на вещество поверхности. Электронное возбуждение поверхности обычным образом приводит к ее модификации.

Данный механизм полностью аналогичен сенсibilизированному двухступенчатому возбуждению, лежащему в основе метода двухквантовой аффинной модификации [4, 5]. Его принципиальное отличие от рассмотренных выше процессов, основанных на «металлическом» усилении электромагнитного поля острием, заключается в том, что примесные центры достаточно удалены друг от друга и взаимодействуют с излучением независимо. Фактически на конце острия может быть всего один или несколько таких центров. Эти центры могут быть имплантированы, например, с помощью ионной бомбардировки острия.

При типичных значениях сечения поглощения примесным центром $\sigma_a \sim 10^{-17}$ см² и времени жизни его низлежащего уровня $\tau_1 \sim 1$ нс двухступенчатое сенсibilизированное возбуждение эффективно происходит под действием излучения с плотностью мощности $J \sim 1/\sigma_a \tau_1 \sim \sim 10$ МВт/см². Перенос энергии на поверхность осуществляется по ферстеровскому или резонансно-обменному механизму. Вероятность переноса спадает обратно пропорционально шестой степени расстояния или экспоненциально. Такое спадание является достаточно быстрым, чтобы обеспечить конечность радиуса повреждаемой зоны (см. приложение). Необходимая для эффективного повреждения плотность мощности излучения тем меньше, чем дольше релаксирует возбуждение примесного центра. Характерный пример долгоживущего центра — фосфоресцирующая примесь.

1.6. *Фототоковое повреждение поверхности* обусловлено тем, что приближенное к поверхности острие образует вместе с ней фотодиод, при облучении которого светом возникает постоянный электрический ток. Этот фототок может повреждать поверхность аналогично туннельному току в [7]. Такое повреждение, очевидно, локализовано в окрестности острия с размером порядка долей нанометра. Для данного механизма локальное усиление поля, вообще говоря, необязательно. Однако это усиление вызывает увеличение фототока с поверхности в $\sim G$ раз, т. е. резко потенцирует эффект.

Величина фототока J_e оценена в приложении. При локальной плотности мощности поля $J \approx 1$ МВт/см² и квантовом выходе фотозффекта $\alpha \approx 1$ величина $J_e \approx 5$ нА, т. е. по порядку величины достигает характерного значения туннельного тока. Преимущество использования фототока — в безынерционности управления им. Укажем, что при необходимости фототок может быть исключен путем использования запирающего напряжения между иглой и поверхностью.

Возможны вклад в фотоповреждение и компоненты туннельного тока с оптической частотой. Исследование такого процесса представляет несомненный интерес.

1.7. *Возможность локального оптического зондирования поверхности.* Вблизи острия вследствие усиления поля излучения локально увеличены все оптические отклики поверхности, как-то: люминесценция, комбинационное рассеяние, генерация высших гармоник и т. п. С помощью регистрации этих откликов можно было бы надеяться получить информацию о малом участке поверхности, прилежащем к острию. Предложение такого рода об изучении макромолекул на поверхности по комбинационному рассеянию было впервые высказано В. А. Намиотом [16]. Независимо и одновременно Дж. Весселом [17] был предложен такой же подход для зондирования поверхности. В работе [17] содержится также высказывание о возможности наномодификации поверхности с помощью РТМ. Однако никакие оценки, подтверждающие такую возможность, не приведены; возможные механизмы не указаны; роль нелинейности не отмечена.

Локальное оптическое зондирование поверхности может столкнуться с трудностями по следующим причинам. Радиус r_a области, в которой индуцируется усиленный отклик, дается, разумеется, оценками (11) — (13) (см. приложение). Для линейных фото процессов он сравнительно велик (локальность недостаточна).

Для нелинейных процессов $r_d \sim b$. Объем же, в котором сосредоточено внешнее излучение, не может быть существенно меньше λ^3 . Поэтому для получения локальной информации коэффициент усиления локального отклика должен превышать $(\lambda/b)^3 \geq 10^8$. Коэффициент усиления комбинационного рассеяния (для серебряного острия, дающего лучший результат) по электромагнитному механизму не превышает 10^8 , что находится на пороге необходимых значений. Возможно использование нелинейных эффектов при $n > 3$, для которых коэффициент усиления составляет $G^n \geq 10^9$.

2. Обсуждение. Кратко обсудим некоторые из возможных приложений локальной фотомодификации поверхности.

2.1. Использование в качестве физической основы сверхплотной памяти. При обсуждении перспектив использования данного подхода в устройствах массовой памяти встает ряд закономерных вопросов: каковы возможные плотность памяти и ее объем; минимальные времена записи и считывания; принципы считывания информации; отношение сигнал/шум и надежность считывания; кроме того, сколько циклов записи и считывания возможны без замены иглы микроскопа; какое место в ряду известных и перспективных устройств памяти могла бы занять система, основанная на данном принципе, и т. д. Разумеется, на данном, теоретическом, уровне проработки с достоверностью ответить на эти вопросы невозможно. Постараемся дать лишь некоторые, хотя бы грубые, оценки. При этом будем исходить в основном из соображений физической (фундаментальной) возможности.

При реалистическом расстоянии между элементами $l = 3$ нм плотность записи составит $\rho_m \sim 10^{13}$ бит/см². Эту оценку следует сравнивать с максимально достижимой на сегодня (при использовании оптических методов) плотностью записи $\rho_m \lesssim 10^8$ бит/см² (см. также ниже). Разумная площадь единичного носителя (монокристаллической или аморфной поверхности) ~ 1 см². Соответственно его емкость ~ 1 Тбайт.

Обсудим возможную организацию и быстродействие памяти. Единичный носитель должен быть разбит на участки (блоки), каждый из которых может быть просканирован иглой РТМ без механического смещения носителя. Характерный размер такого блока в реальном РТМ $L \sim 1$ мкм, соответственно его емкость порядка 10 Кбайт. Разумеется, на носитель перед записью полезной информации целесообразно нанести (также с помощью РТМ) разметку, позволяющую однозначную адресацию на нем.

Физическое время оптической записи бита (см. выше, а также приложение) может лежать в диапазоне от нано- до пикосекунд. Поэтому оно не лимитирует скорость записи. Время доступа к произвольному биту в пределах данного блока менее или порядка периода T колебаний иглы РТМ при сканировании. Этот период определяется резонансной частотой колебаний системы пьезоэлемент — игла и в РТМ реального времени составляет порядка 0,1 мс. Скорость последовательной записи при сканировании одного блока с указанным периодом $v = L/lT = 3$ Мбит/с.

Смена сканируемого блока данных может производиться посредством сдвига носителя с помощью устройства перемещения. Последнее в реальных образцах РТМ выполняется также на основе пьезоэлементов. Время перехода к следующему блоку данных определяется резонансными частотами в системе носитель — устройство перемещения и может составлять доли миллисекунды.

Чтение информации может осуществляться с помощью РТМ как путем измерения туннельного тока, так и на основе регистрации усиленных локальных оптических откликов. Последнее более проблематично, так как должны использоваться нелинейные отклики (желательно высших порядков). Поэтому рассмотрим ниже электрический принцип регистрации и оценим для него отношение сигнал/шум (S/N).

Предположим для определенности, что бит записан в виде повышения рельефа с радиусом r_d (конечно, $r_d \ll l$). Игла сканирует поверхность, и туннельный ток резко усиливается при наличии под иглой записанного бита. Физическое (предельное) отношение сигнал/шум обычным образом определяется количеством электронов N_e , прошедших через иглу за время считывания бита:

$$S/N = N_e^{1/2} = (J_t T r_d / e L)^{1/2},$$

где J_t — туннельный ток; e — элементарный заряд. Подставляя $J_t = 10$ нА, $T = 0,1$ мс, $r_d = 1$ нм, отсюда получим $S/N \approx 80$. Такое отношение S/N достаточно для функционирования устройств памяти. Из приведенной оценки видно, что увеличение скорости считывания (уменьшение T) привело бы к нежелательному ухудшению отношения S/N .

Время существования поврежденный рельефа поверхности с размерами 1—10 нм, судя по выполненным работам по наномодификации (см., например, [6, 7]), может быть большим и вполне достаточным для посетителей информации. Игла микроскопа совершенно не повреждается при чтении, не отмечено также ее значительного повреждения при наномодификации [6, 7]. Это дает надежду, что число считываний и записей, которые можно осуществить одной иглой, будет достаточно велико.

Обсуждаемый принцип может лечь в основу создания памяти с однократной записью данного блока и его многократным чтением. Тем не менее имеются принципиальные возможности организации памяти с многократными записью и чтением (ср. выше с обсуждением электрического механизма повреждения).

Ближайшим конкурентом рассматриваемого подхода по плотности информации является предложенная в 80-х годах оптическая запись с выжиганием персистентного спектрального провала. Регистрирующей средой для нее являются примесные хромофоры в стеклообразной матрице при гелиевых температурах (см. [18, 19]).

Максимальная (поверхностная) плотность записи информации в этом подходе оценивается как $\rho_m \sim N_h / \lambda^2$, где N_h — число спектральных провалов, которые можно выжечь на неоднородно уширенном контуре поглощения примеси. Принимая обычное значение $N_h = 1000$ и $\lambda = 0,5$ мкм, получим $\rho_m = 4 \cdot 10^{11}$ бит/см². Таким образом, по максимальной плотности информации метод спектрального провала уступает данному методу более чем на порядок. Необходимость использования гелиевого криостата и потеря информации при нагреве до 20—30 К также являются существенными недостатками метода персистентного спектрального провала.

Сделаем вывод из приведенного выше. Рассматриваемый подход в принципе позволяет создать устройство массовой памяти со сверхвысокой емкостью (порядка 1 Тбайт на 1 см² поверхности носителя) и средней скоростью чтения ($v \sim 1$ Мбит/с), работающее при комнатной температуре.

2.2. Приложения в микро- и нанoeлектронике и в других областях. Несомненный интерес представляет применение предлагаемого подхода в технологии микро- и нанoeлектроники. Он в принципе позволит получить интегральные схемы, имеющие нанометровые (вместо обычных микронных) размеры элементов. Его можно использовать как для перенесения на поверхность кристалла (или на шаблон для последующей литографии) рисунка микросхемы, так и для локальной модификации свойств кристалла, например для имплантации примесей.

Другим возможным применением является сверхтонкая обработка поверхностей, а также изготовление зеркал, дифракционных решеток и киноформных элементов для рентгеновской и электронной оптики. Возможно и использование в физике поверхностей, в частности, для создания заданных дефектов, сверхрешеток требуемой структуры и т. д. Представляет интерес также изготовление решеток из острий на поверхности для получения гигантского комбинационного рассеяния (ср. с [11]) и

других поверхностно усиленных (гигантских) оптических эффектов. Последние системы нашли бы применение для анализа микроколичеств веществ и т. п.

Отметим также возможность применения в биологии и биофизике. Сюда относится микрохирургия биологических объектов: клеточных мембран, вирусов, хромосом, макромолекул и т. п. Интересно отметить скакую зависимость локально усиленного поля E от параметров системы. Следуя [12], в качестве модели острия рассмотрим полусфероид (эллипсоид вращения) на металлической поверхности, вытянутый по нормали к этой поверхности. Размеры полусфероида предполагаются много меньшими длины волны λ . Поэтому электрическое поле возбуждающей волны на сфероиде можно считать однородным. Для хорошо отражающего металла роль плоской поверхности электрода сводится к созданию изображения, «достраивающего» полусфероид до целого. Полуоси последнего обозначим a, b ($b \leq a, a, b \ll \lambda$).

В качестве оценки локального поля E рассмотрим поле непосредственно вблизи «острого» края сфероида. Величина E будет, очевидно, максимальной, когда поляризация падающей волны параллельна длинной оси сфероида (т. е. нормальна к повреждаемой поверхности). Для E справедливо выражение [13]

$$E = E_0 \frac{(\varepsilon - 1)(1 - A)}{1 + (\varepsilon - 1)A}, \quad (1)$$

где E_0 — поле внешнего излучения; $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — диэлектрическая проницаемость вещества, из которого сделано острие; A — коэффициент деполяризации:

$$A = \int_0^{\infty} \frac{ds}{(s + a^2)^{3/2}(s + b^2)}. \quad (2)$$

Для сферы ($a = b$) $A = 1/3$; в случае сильно вытянутого сфероида ($b \ll a$)

$$A \approx (b/a)^2 \ln(2a/b). \quad (3)$$

Для ε будем использовать известную формулу Друде (см., например, [20]):

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (4)$$

где ω — оптическая частота; ω_p — электронная плазменная частота; γ — постоянная затухания плазмонов; ε_0 — вклад межзонных переходов, слабо зависящий от частоты в рассматриваемой области.

Поверхностному плазмонному резонансу сфероида, т. е. максимальной величине E , соответствует обращение в нуль действительной части знаменателя в (1):

$$1 + (\varepsilon' - 1)A = 0. \quad (5)$$

Для резонансной частоты отсюда следует:

$$\omega_r = \left[\frac{\omega_p^2 A}{1 + (\varepsilon_0 - 1)A} - \gamma^2 \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Значение локального поля в резонансе находится из (1), (4), (6):

$$E = iE_0 \frac{1 - A}{A} \frac{1}{1 + (\varepsilon_0 - 1)A} \frac{\omega_p}{\gamma} \left[\frac{A}{1 + (\varepsilon_0 - 1)A} - \frac{\gamma^2}{\omega_p^2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Для хорошего металла $\varepsilon'' \sim 0,1$ при $\omega \approx \omega_p$. Тогда из (4) следует оценка $\gamma/\omega_p \sim 0,1$. Как видно из (7), плазменный резонанс хорошо выражен (локальное поле существенно усилено) при

$$\gamma/\omega_p \ll A^{1/2}. \quad (8)$$

Вместе с (3) это условие ограничивает соотношение осей сфероида: $a/b \lesssim 10$. При выполнении (8) из (7) следует:

$$|E| = g |E_0|; \quad g \approx \frac{1-A}{A^{1/2}} [1 + (\varepsilon_0 - 1)A]^{-3/2} \frac{\omega_p}{\gamma}. \quad (9)$$

Из (9) видно, что коэффициент усиления поля g велик для сильно вытянутого сфероида, для которого из (3), (9) найдем

$$g \lesssim (\omega_p/\gamma)^2. \quad (10)$$

Предельная оценка сверху (10) получена для сфероида с максимально допустимым, согласно (8), отношением осей. При $\omega_p/\gamma \approx 30$ (значение для серебра, найденное по данным [20]) из (10) следует $g \lesssim 10^3$, что удовлетворительно соответствует расчету [12], в котором использованы экспериментальные значения ε' и ε'' для серебра. Предсказываемое (10) повышение поля при уменьшении γ выражает эффект резонансного усиления, а рост g с увеличением вытянутости сфероида — эффект «свещающегося острия».

2. Оценим среднеквадратичный радиус r_d модифицированной (поврежденной) зоны. Для этого необходимо установить характер спада поля при удалении от поверхности сфероида, на которой поле имеет значение (9).

Будем отсчитывать расстояние r от центра кривизны острия (его ближайшей к поверхности части) до точки в модифицируемом объеме. Усиление поля для сильно вытянутого сфероида ($b \ll a$) обусловлено поверхностными зарядами на его острых концах. Поэтому спадание поля при $b \lesssim r \ll a$ имеет монополярный характер: $E \propto r^{-2}$; при $r \gtrsim a$ характер спада поля меняется на дипольный: $E \propto r^{-3}$. Отметим, что для сферической неоднородности ($a \approx b$) или при поляризации излучения, ортогональной к длинной оси сфероида, спадание поля является дипольным: $E \propto r^{-3}$.

Будем рассматривать непороговый n -фотонный процесс, для которого вероятность повреждения в данной точке пропорциональна E^{2n} . Тогда для среднеквадратичного размера повреждения, отсчитанного от точки поверхности, ближайшей к острию, получим

$$r_d^2 = \int_0^\infty dz \int_0^\infty \frac{(\rho^2 + z^2) \rho d\rho}{[\rho^2 + (z+h)^2]^\nu} \bigg/ \int_0^\infty dz \int_0^\infty \frac{\rho d\rho}{[\rho^2 + (z+h)^2]^\nu}, \quad (11)$$

где h — расстояние от центра кривизны острия до поверхности; $\nu = 2n$ для вытянутого сфероида, $\nu = 3n$ для сферы (ср. выше). Для механизма двухступенчатого сенсibilизированного возбуждения $\nu = 6$.

Из (11) при $\nu > 2$ (т. е., в частности, для нелинейных фотопроцессов) получим

$$r_d = h \left[\frac{2(\nu-1)}{(\nu-2)(2\nu-5)} \right]^{1/2}. \quad (12)$$

Таким образом, при $\nu > 2$ радиус локализации повреждений r_d порядка h , т. е. в конечном счете он порядка радиуса закругления острия. Величина r_d падает с ростом нелинейности.

При $\nu = 2$ (линейный процесс, индуцированный вытянутым острием) (11) предсказывает расходимость на больших расстояниях z от поверхности. Эта расходимость обрывается при $z \sim a$, когда убыстрятся спадание поля. Соответствующая оценка r_d имеет вид

$$r_d \approx [ha \ln(a/b)]^{1/2}. \quad (13)$$

Укажем, что для пороговой модификации, индуцированной даже линейным фотопроцессом (например, для плавления при однофотонном поглощении), радиус повреждения всегда конечен; он становится сколь угодно малым при стремлении интенсивности излучения к пороговой. В этом отношении пороговый характер повреждения эквивалентен очень сильной нелинейности.

3. Оценим требуемые параметры возбуждающего излучения для термического механизма фотоповреждения.

Для того чтобы в период действия импульса возбуждающего излучения теплопроводность материала поверхности не приводила к существенному расплыванию повреждаемой области, необходимо, чтобы длительность τ_p этого импульса значительно не превышала характерное время диффузии температуры

$$\tau_\chi = r_d^2/4\chi \approx 3 \text{ пс}, \quad (14)$$

где χ — коэффициент температуропроводности; для оценки принято значение для кварца $\chi \approx 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$ и положено $r_d \approx 1 \text{ нм}$. При условии $\tau_p \ll \tau_\chi$ время остывания области также будет порядка τ_χ .

Оценим требуемую для повреждения поверхности интенсивность возбуждающего излучения. Плотность диссипируемой мощности электромагнитного поля [13] $\epsilon_s'' E^2 \omega / 4\pi$, где ϵ_s'' — мнимая часть диэлектрической проницаемости вещества поверхности. Отсюда легко сформулировать условие плавления (при несущественности теплопередачи, т. е. при $\tau_p \ll \tau_\chi$)

$$J = cE^2/4\pi \geq (C\Delta T + q)/\epsilon_s'' k\tau_p, \quad (15)$$

где c — скорость света; J — эффективная плотность мощности поля вблизи острия, связанная с плотностью мощности падающего (внешнего) излучения J_0 соотношением $J = GJ_0$; C , q — теплоемкость и скрытая теплота плавления единицы объема повреждаемой среды; ΔT — повышение температуры, необходимое для плавления; $k = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор излучения в вакууме. Принимая типичные значения $C = 3 \text{ Дж/К} \cdot \text{см}^3$, $q = 1 \text{ кДж/см}^3$, $\epsilon_s'' = 1$ и полагая $\Delta T = 400 \text{ К}$, $k = 1,2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$, для $\tau_p = 3 \text{ пс}$ (что соответствует $r_d \approx 1 \text{ нм}$) из (15) оценим $J \approx 3 \text{ ГВт/см}^2$.

4. Оценка величины фототока имеет вид

$$J_e = \pi b^2 e \alpha J, \quad (16)$$

где α — квантовый выход фотоэффекта. При $b = 0,3 \text{ нм}$ и локальной плотности мощности $J = 3 \text{ МВт/см}^2$ из (16) получаем $J_e = \alpha 5 \text{ пА}$. Отметим, что квантовый выход α для различных фотодиодов по порядку величины лежит в диапазоне от 1 до 10^{-4} .

Автор глубоко признателен С. Ю. Новожилову, В. С. Львову, С. Л. Мушеру, В. И. Пасечнику, С. Г. Раутиану, Б. И. Стурману и А. М. Шалагину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Штокман М. И. Локальные фотопроцессы вблизи острия растрового туннельного микроскопа. — Новосибирск, 1987. — (Препр./СО АН СССР. ИАНЭ: 371).
2. Van de Walle G. F. A., Gerritsen J. W., Van Kempen H., Wyder P. High-stability scanning tunneling microscope // Rev. Sci. Instrum. — 1985. — 56, N 8. — P. 1573.
3. Baro A. M., Binnig G., Rohrer H. e. a. Real-space observation of the structure of chemisorbed oxygen on Ni (110) by scanning tunneling microscopy // Phys. Rev. Lett. — 1984. — 52, N 15. — P. 1304.
4. Stockmann M. I. Nonlinear two-quantum modification of macromolecules: possibility and applications // Phys. Lett. — 1980. — 76A, N 2. — P. 191.
5. Бенимецкая Л. З., Бульчев Н. В., Козионов А. Л. и др. Высокоэффективная комплексно адресованная лазерная модификация (расщепление) олигонуклеотидов // Биоорганическая химия. — 1988. — 14, № 1.
6. Abraham D. W., Mamin H. J., Ganz E., Clarke J. Surface modification with the scanning tunneling microscope // IBM J. Res. Dev. — 1986. — 30, N 5. — P. 492.
7. Rininger M., Hidber H. R., Schloegl R. e. a. Nanometer lithography with the scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett. — 1985. — 46, N 9. — P. 832.

8. Silver R. M., Ehrichs E. E., De Lozanne A. L. Direct writing of submicron metallic features with a scanning tunneling microscope // Appl. Phys. Lett.— 1987.— 51, N 4.— P. 247.
9. Ben Assayag G., Sudraud P., Swanson L. W. Close-spaced ion emission from gold and gallium liquid metal ion source // Surf. Sci.— 1987.— 181, N 1/2.— P. 362.
10. Емельянов В. И., Коротеев Н. И. Эффект гигантского комбинационного рассеяния света молекулами, адсорбированными на поверхности металла // УФН.— 1981.— 135, № 2.
11. Moskovits M. Surface enhanced spectroscopy // Rev. Mod. Phys.— 1985.— 57, N 3.— Pt. 1.— P. 785.
12. Герстен Дж. И., Питцан А. Электромагнитная теория: модель сфероида // Гигантское комбинационное рассеяние.— М.: Мир, 1984.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред.— М.: Наука, 1982.— Гл. 2, 9.
14. Белиничер В. И. Поверхностный фотогальванический эффект на свободных носителях // ФТТ.— 1982.— 24, № 3.
15. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии // УФН.— 1980.— 130, № 3.
16. Намот В. А. Гигантское комбинационное рассеяние и определение структуры биологических макромолекул // Биофизика.— 1985.— 30, № 4.
17. Wessel J. Surface-enhanced optical microscopy // JOSA (B).— 1985.— 2, N 9.— P. 1538.
18. Personov R. I. Site selection spectroscopy of complex molecules in solutions and its applications // Spectroscopy and Excitation Dynamics of Condensed Molecular Systems/Ed. V. M. Agranovich, R. M. Hochstrasser.— Amsterdam e. a.: North-Holland, 1983.— P. 555.
19. Schellenberg S. N., Bjorklund J. C. Technological aspects of frequency-domain data storage using spectral hole burning // Appl. Opt.— 1986.— 25, N 18.— P. 3207.
20. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.— Гл. 13.

Поступила в редакцию 16 декабря 1988 г.

УДК 681.327.68 : 535.421

А. А. БЛОК, Р. С. КУЧЕРУК, Е. Ф. ПЕП
(Новосибирск)

ДИФРАКЦИОННАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЧАСТИЧНО НАЛОЖЕННЫХ ГОЛОГРАММ

Информационную емкость голографической памяти можно существенно повысить путем записи наложенных голограмм [1, 2]. Еще в ранних работах исследовались различные методы селективного восстановления изображений из этих голограмм [1—5], а также показано, что при наложенной записи резко падает дифракционная эффективность (ДЭ) отдельной голограммы ($\sim 1/N^2$ для тонких амплитудных [6] и $\sim 1/N$ для толстых фазовых голограмм [1, 7], где N — количество наложений). Однако до сих пор остался неизученным практически важный случай частично наложенных голограмм, один из вариантов реализации которого рассмотрен в данной статье. Цель статьи — исследование зависимости дифракционной эффективности частично наложенных голограмм от характера и количества наложений.

Метод записи частично наложенных голограмм. Наиболее простой метод записи наложенных голограмм основан на изменении ориентации вектора решетки каждой из них [1, 3—5]. На рис. 1 показана схема записи таких голограмм. Для определенности будем считать, что направление сигнальных пучков S совпадает с нормалью к плоскости голограмм, а опорные пучки R_1, R_2, R_3, \dots образуют угол α по отношению к этой нормали, но для различных голограмм отличаются ориентацией по азимуту. Как уже было отмечено, недостаток данного метода записи наложенных голограмм состоит в резком уменьшении ДЭ отдельной голограммы с ростом количества наложений. Этот эффект может быть