

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(26 ноября 1997 г.)

26 ноября 1997 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Жданов Г.С., Либенсон М.Н., Марциновский Г.А.** (Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова РАН, Санкт-Петербург). *Оптика внутри дифракционного предела: принципы, результаты, проблемы.*

2. **Забродский А.Г.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург). *Кулоновская щель и фазовый переход изолятор–металл в легированных полупроводниках.*

PACS number: 07.79.-v

Оптика внутри дифракционного предела: принципы, результаты, проблемы

Г.С. Жданов, М.Н. Либенсон,
Г.А. Марциновский

В последнее время появилась и вызывает все больший интерес возможность изучения и формирования нанометровых структур оптическими методами. Эта возможность, еще недавно казавшаяся принципиально неосуществимой, возникла в связи с развитием ближнепольной оптики (БПО) — нового научно-технического направления, с физической точки зрения основанного на наличии в дальней зоне излучения следов взаимодействия света с объектом, находящимся в ближнем поле. В техническом отношении БПО сочетает элементы обычной оптики и сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Отличительным элементом ближнепольных приборов является оптический зонд, обычно представляющий собой заостренное волокно 1, наружная поверхность которого, за исключением вершины конуса, покрыта непрозрачным слоем металла 2 (рис. 1).

Часть светового потока, распространяющегося по волокну, проходит через диафрагму в металлическом экране и достигает образца, расположенного в ближнем поле (БП) источника. Если расстояние z до поверхности образца и радиус a диафрагмы удовлетворяют условию $a, z \ll \lambda$, где λ — длина волны излучения, то размер

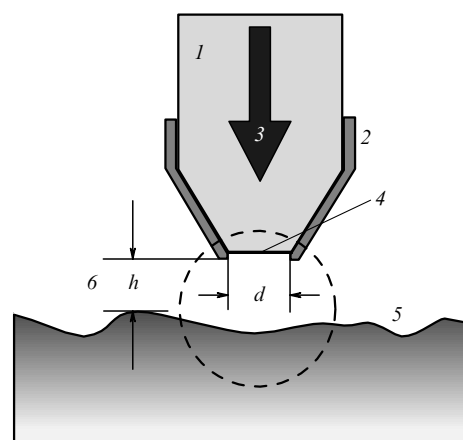


Рис. 1. Схема волоконно-оптического ближнепольного зонда: 1 — заостренное оптическое волокно, 2 — металлическое покрытие, 3 — проходящее через зонд излучение, 4 — выходная апертура зонда ($d \ll \lambda$), 5 — поверхность исследуемого образца, 6 — расстояние h между исследуемой поверхностью и апертурой зонда ($h \ll \lambda$). Пунктиром очерчена область ближнепольного контакта.

светового пятна на образце близок к размеру диафрагмы. При перемещении зонда вдоль образца возможна реализация разрешения, не ограниченного дифракцией, или сверхразрешения.

Подобная идея была предложена еще в 1928 г. [1], но она намного опередила технические возможности своего времени и осталась практически незамеченной. Ее первое подтверждение было получено в опытах с микроволнами [2]. В начале 80-х годов группа исследователей из Цюрихской лаборатории IBM "проникла внутрь дифракционного предела" и продемонстрировала разрешение $\lambda/20$ на приборе, работающем в видимом оптическом диапазоне и получившем название "ближнепольный сканирующий оптический микроскоп" (БСОМ) [3]. Несколько раньше в той же лаборатории был создан первый сканирующий туннельный микроскоп (СТМ), принесший ей всемирную известность.

В отличие от туннельного и атомно-силового (АСМ) микроскопов, сразу завоевавших признание, БСОМ некоторое время оставался в тени. Уникальные возможности БСОМ были полностью реализованы лишь в начале 90-х годов, когда удалось решить две важные технические проблемы: существенно повысить энергети-

ческую эффективность зондов и обеспечить надежный контроль расстояния между острием и образцом. В настоящее время БСОМ успешно используются в десятках лабораторий при решении широкого круга задач физики поверхности, биологии, техники записи и считывания информации и др. С 1993 г. ведется промышленный выпуск приборов.

Существует около 20 типов БСОМ, различающихся особенностями оптической схемы и функциональным назначением зонда. В зависимости от наличия или отсутствия диафрагмы на конце зонда их можно разбить на две основные группы: апертурные и безапертурные. Принцип действия апертурных БСОМ, составляющих преобладающее большинство современных приборов, поясняет приведенная на рис. 2 блок-схема микроскопа [4].

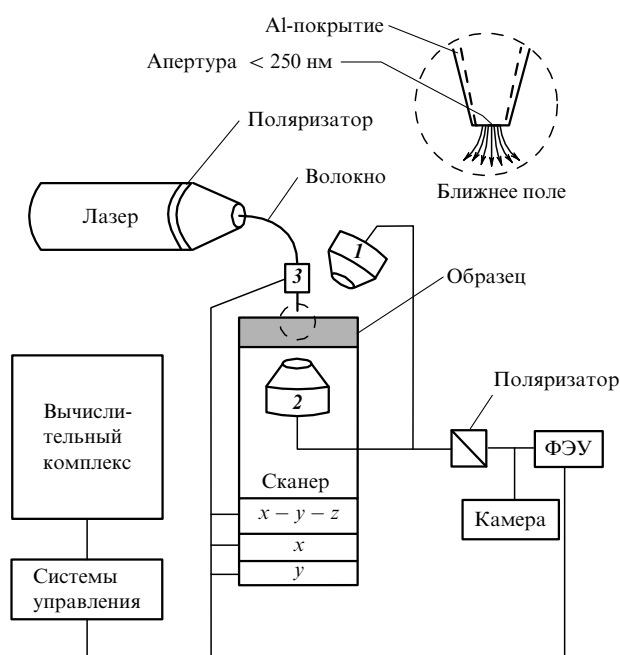


Рис. 2. Блок-схема ближнепольного микроскопа: 1 — микрообъектив, работающий в отраженном свете, 2 — микрообъектив, работающий в проходящем свете, 3 — пьезодвигатель для перемещения зонда. Пунктиром очерчена область ближнепольного контакта.

Луч лазера через согласующий элемент попадает в заостренное металлизированное волокно и на выходе сужается до размеров диафрагмы. Взаимное перемещение острия и образца в трех измерениях x , y , z осуществляется с помощью пьезодвигателей. Прошедшие через образец или отраженные и рассеянные фотоны улавливаются одним из микрообъективов (2 или 1 соответственно, см. рис. 2) и направляются в ФЭУ. Такой микрообъектив, как правило, входит в схему обычного оптического микроскопа, что позволяет осуществить выбор исследуемого участка и его привязку к более широкому полю. Приведенная схема относится к приборам, работающим в режиме освещения (illumination mode). Широко распространены приборы, работающие в режиме сбора фотонов (collection mode), когда зонд переносит фотоны от образца, освещенного, например, через микрообъектив, к детектору. В комбинированном режиме (освещение/сбор) зонд выполняет одновременно обе функции.

Чтобы установить острие на нужной высоте над образцом, во всех СЗМ используют зависимость величины I регистрируемого сигнала от z . В большинстве типов БСОМ зависимость $I(z)$ неоднозначна, поскольку наряду с ближнепольным сигналом I_1 присутствует периодически изменяющийся с z сигнал I_2 , вызванный интерференцией падающей и отраженной волн. Это затрудняет или делает полностью невозможным надежный контроль z по величине $I = I_1 + I_2$ при сближении острия с образцом. Лучшее решение проблемы — введение в БСОМ вспомогательных узлов, позволяющих им осуществлять также функции СТМ или АСМ, в которых определение z не вызывает существенных трудностей. В таких комбинированных приборах запись изображения осуществляется одновременно по двум каналам, один из которых воспроизводит рельеф поверхности, а другой — локальное распределение показателя преломления. Возможность различения оптического и топографического контрастов существенно упрощает интерпретацию изображения. Наибольшее распространение получил метод контроля z , основанный на изменении тангенциальной составляющей силы физического взаимодействия острия с образцом (shear force) [5].

Основная характеристика БСОМ — пространственное разрешение, которое в сильной степени зависит от условий освещения или (в более общем случае) наблюдения образца, структуры его поверхности и микрогеометрии зонда. Известно, что функция импульсного отклика дифракционно-ограниченной оптической системы описывается распределением Эри. Полуширина главного максимума распределения соответствует разрешению по Рэлею: $\Delta x = 0,61\lambda / \sin \varphi$, где φ — апертурный угол. В пределе при $\varphi \rightarrow \pi/2$ $\Delta x \rightarrow \Delta x_{\min} = 0,61\lambda$. При прохождении света через малую диафрагму из-за рассеяния происходит искажение спектра пространственных частот, которое, так же как и размытие точки, может быть описано распределением Эри. Физически естественное ограничение возмущения размером диафрагмы сопровождается расширением Δf спектра пространственных частот, причем $\Delta f = 0,61/a$. При $a \rightarrow 0$ волновое поле непосредственно за диафрагмой содержит сколь угодно большие пространственные частоты, т.е. $\Delta x_{\min} \rightarrow 0$. В реальной ситуации из-за конечной проводимости металлического экрана (покрытия) минимальный эффективный радиус диафрагмы определяется толщиной δ скин-слоя. С учетом этого ожидаемое предельное разрешение для зонда с алюминиевым покрытием в видимом диапазоне спектра составляет $\Delta x_{\min} \approx 2\delta \approx 13$ нм, что соответствует лучшим экспериментальным результатам [6]. Отсутствие физических ограничений размера вершины зонда в безапертурных БСОМ позволяет реализовать в них разрешение лучше 1 нм [7].

Критерий Рэлея является одной из иллюстраций принципа неопределенности Гейзенберга, согласно которому любая попытка повысить степень локализации или точность определения положения Δx источника света приводит к возрастанию неопределенности Δp_x — сопряженного импульса фотонов. При рассеянии фотонов в максимальном диапазоне углов $-\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ $\Delta p_x = \hbar \Delta k_x = 4\pi\hbar/\lambda$ (\hbar — постоянная Планка, k_x — x -компонента волнового вектора \mathbf{k}) и $\Delta x \geq \lambda/2$. Возможность реализации разрешения $\Delta x \ll \lambda/2$, казалось бы, противоречит одному из основных физических принци-

пов. Следует, однако, иметь в виду, что соотношение неопределенности в самом общем виде относится к положению частицы в импульсно-координатном пространстве. Поэтому, ограничивая одну из компонент волнового вектора, оно позволяет варьировать другие. Можно принять, например, $k_y = 0$, $k_z = -i\gamma$, где γ — вещественное положительное число. Тогда $k_x = (k^2 - k_z^2)^{1/2} = (k^2 + \gamma^2)^{1/2} > k$. При $\gamma \rightarrow \infty$ область допустимых значений k_x неограниченно растет, а Δx может быть сколь угодно малым.

Мнимым k_z соответствуют затухающие волны. Следовательно, при реализации субволнового разрешения антенна-зонд должна располагаться в пределах затухающего поля вблизи поверхности образца, т.е. заведомо при $z \leq \lambda$.

Мы можем теперь уточнить понятие "ближнее поле", ассоциируя его с областью существования затухающих и, следовательно, нерадикационных волн, амплитуда которых меняется с расстоянием z от границы раздела сред или малого рассеивающего объекта по закону $E(z) = E(0) \exp(-\gamma z)$, где $\gamma > 0$. Величина γ^{-1} характеризует глубину проникновения затухающей волны и по порядку соизмерима с размерами субволнового рассеивателя. В частности, для диафрагмы радиусом a в тонком проводящем экране $\gamma^{-1} \approx 2a$. Для поверхности со сложным рельефом величина γ^{-1} определяется суммарным вкладом компонент спектра пространственных частот, причем m -я компонента с периодом $d_m \ll \lambda$ обнаружима на расстоянии $z \leq \gamma_m^{-1} \approx d_m/2\pi$. (В режиме сбора фотонов точность воспроизведения профиля поверхности возрастает с увеличением числа m компонент затухающего поля, участвующих в образовании изображения, а значит, с уменьшением z .) В дальнем поле при $z \gg \lambda$ присутствуют лишь распространяющиеся волны, к которым применимы законы и ограничения обычной оптики.

Решение задачи о прохождении света через диафрагму радиусом $a \ll \lambda$ в бесконечно тонком проводящем экране было впервые получено Бете [8]. Оказалось, что диафрагма такого размера пропускает значительно меньше света, чем можно ожидать, экстраполируя результаты расчета при $a > \lambda$. В частности, сечение рассеяния σ неполяризованного света связано с величиной a и волновым числом $k = 2\pi/\lambda$ соотношением

$$\sigma = \frac{64}{27\pi} k^4 a^6 \left(1 - \frac{3}{8} \sin^2 \theta\right), \quad (1)$$

где θ — угол падения излучения.

Формула (1) отличается от используемой в расчетах по методу Кирхгофа помимо численного коэффициента дополнительным множителем $(ka)^2 \ll 1$. Различие вызвано тем, что значительная часть электромагнитной энергии переходит в нерадикационную форму, которая не может быть воспринята удаленным наблюдателем. С точки зрения такого наблюдателя диафрагма рассеивает свет как пара взаимно перпендикулярных диполей: электрического, направленного вдоль оси диафрагмы, и магнитного, моменты которых равны соответственно

$$\mu_e = \frac{a^3}{3\rho} \mathbf{E}_0, \quad \mu_m = -\frac{2a^3}{3\rho} \mathbf{H}_0, \quad (2)$$

где \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 — поля перед экраном. Аналогом диафрагмы может выступать также сфера радиусом a с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon \approx 2$.

Предсказываемый формулой (1) быстрый ($I \sim a^6$) спад детектируемого сигнала I по мере уменьшения радиуса a диафрагмы или вершины зонда является основной причиной, затрудняющей реализацию предельного разрешения в БСОМ. На практике чаще всего используют диафрагмы с $a \approx 50$ нм, исходя из компромисса между желаемым разрешением и допустимым уровнем отношения сигнал/шум. При этом коэффициент пропускания или эффективность зонда с учетом потерь в конической части перед диафрагмой составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-4}$.

Полученные Бете и позднее несколько уточненные формулы, описывающие распределение поля непосредственно за диафрагмой ($z \rightarrow +0$), до настоящего времени остаются единственным аналитическим представлением БП. В последнее время большое внимание уделяют разработке численных методов, в которых пространство вблизи вершины зонда разбивается на ряд ячеек и ищется решение электродинамической задачи при распространении возмущения из одной ячейки в другие [9]. Разрешение математических моделей определяется размером ячеек, т.е. в конечном итоге разумным временем счета, и составляет ~ 1 нм.

Использование методов моделирования позволило наглядно представить структуру поля не только в зазоре зонд-образец, но и в части зонда, примыкающей к вершине и близкой к сечению отсечки основной волновой моды. Было показано, в частности, что распределение поля в зонде характеризуется наложением сложной системы стоячих волн, возникающих из-за многократных отражений света от стенок конуса.

Возможность улучшения на порядок и более локальности оптических методов исследования поверхности весьма существенна при решении широкого круга научных и прикладных задач. Анализируя взаимодействие света с неоднородной поверхностью методами обычной оптики, приходится усреднять влияние многих дефектов, находящихся в пределах облучаемого участка. Применение БСОМ облегчает исследование отдельных неоднородностей нанометрового размера. Первым подтверждением этой особенности стало обнаружение "одночастичных плазмонов", возбуждаемых светом в металлизированных латексных сферах.

К объектам, для которых проблема локальности оптического анализа играет первостепенную роль, относятся гетероструктуры с квантово-размерными свойствами. В них с помощью БСОМ удастся не только локализовать отдельные центры люминесценции, что само по себе представляет значительный интерес, но и разделить их спектры [10]. Такие исследования дают ценную информацию как о структурных особенностях системы, в том числе о шероховатости (на атомном уровне) границ раздела, так и о механизме диффузии и распада экситонов. Исследования с помощью БСОМ эффекта наведенного фототока позволяет выявлять приповерхностные дефекты в полупроводниковых образцах с разрешением почти на порядок лучшим, чем разрешение широко используемых методов ОВИС и ЕВИС (optical/electron beam induced current).

Для биологов большой интерес представляет возможность обнаружения с помощью БСОМ люминесцентных меток, обладающих избирательной способностью к сцеплению с различными элементами внутриклеточной структуры или участками ДНК. Стремление

уменьшить размер меток (в пределе — до размера молекул) сопровождается повышением требований к чувствительности прибора.

Способность БОМ регистрировать единичные молекулы флуорофоров была впервые продемонстрирована в [11] и затем подтверждена рядом других работ. Многократное сканирование поверхности позволяет следить за динамикой процессов, связанных с изменением положения молекул, их ориентацией, прочностью связи с окружающей матрицей и т.д., в том числе при импульсном облучении с нано- и пикосекундным разрешением во времени.

Методы БПО позволяют не только исследовать поверхность с высокой локальностью, но и модифицировать ее структуру. Характерный размер элементов рисунка, наносимого в БСОМ на различные образцы, составляет 50–70 нм, что намного меньше, чем в стандартных оптических установках. Возможность в несколько раз улучшить разрешение при фотолитографии, а также на порядок и более повысить плотность записи информации, например на магнитооптических средах, чрезвычайно заманчива и стимулирует большое число работ, направленных на решение этих задач. Однако переход от лабораторных исследований к разработке промышленных технологий сдерживается малой скоростью нанесения рисунка на поверхность при ее сканировании зондом. Требуемая скорость сканирования связана с мощностью излучения, которая ограничена термической устойчивостью зонда. Как уже отмечалось, в типичных условиях лишь часть (10^{-6} – 10^{-4}) светового потока попадает на образец, а основная часть поглощается металлическим покрытием зонда и нагревает его. В [12] показано, что распределение температуры в зонде существенно зависит от его микрогеометрии и структуры поля вблизи вершины. Возможны условия, при которых наиболее нагретая область находится на значительном удалении от вершины. Рассчитанное отношение максимального повышения температуры ΔT зонда к поглощенной мощности P при обычных углах раствора конуса составляет $\Delta T/P \approx 10^5$ К Вт $^{-1}$ и совпадает с результатами измерений. При $P \sim 10$ мВт или при мощности дошедшего до образца излучения $P_0 \sim 10$ нВт возможно разрушение зонда из-за плавления алюминиевого покрытия.

Существенное увеличение P_0 может быть достигнуто при замене стандартных кварцевых зондов с алюминиевым покрытием полностью металлическими. В [13] предложено использовать металлический стержневой зонд, подвод излучения к вершине которого осуществляется за счет возбуждения цилиндрической поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). При этом отпадают трудности, вызванные отсечкой поля в заостренном кварцевом волоконном зонде и, как следствие, большими потерями энергии. Анализ показывает, что поле ПЭВ у вершины зонда сконцентрировано в области, линейные размеры которой соизмеримы с диаметром вершины.

При рассмотрении взаимодействия света с веществом в области ближнепольного контакта (см. рис. 1) необходимо иметь в виду, что длина свободного пробега неравновесных носителей, возникших при поглощении света, и размер эффективной зоны воздействия могут существенно превосходить размер светового пятна. Эта зона формируется в результате развития каскада про-

цессов, в которых участвуют электронная и фононная подсистемы образца [14, 15]. В стационарном состоянии максимальное повышение температуры в этой зоне является функцией параметра $\zeta = R/\sqrt{D\tau}$, где R — радиус светового пятна, D , τ — коэффициент диффузии и время жизни неравновесных носителей.

Область применения БПО быстро расширяется. Ряд новых направлений находится на стадии формирования идеи или ее экспериментальной проверки. Одна из таких идей связана с возможностью использования методов БПО для контроля поверхности элементов силовой оптики [16]. Как правило, оптический пробой оптических материалов и элементов инициируется дефектами, природа которых не всегда известна. Наиболее естественный подход к обнаружению таких дефектов состоит в использовании для анализа поверхности и тонких слоев излучения с той же частотой, что и при силовом воздействии. Возможность визуализации малых оптических неоднородностей и проведения их спектрального анализа в БСОМ позволяет рассматривать его как эффективное средство решения этой задачи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 96-02-16967а) и Министерства науки РФ (ГНТП "Фундаментальная метрология").

Список литературы

1. Syngé E H *Phil. Mag.* **6** 356 (1928)
2. Ash E A, Nichols G *Nature* (London) **238** 510 (1972)
3. Pohl D W, Denk W, Lanz M *Appl. Phys. Lett.* **44** 651 (1984)
4. Cline J A, Isaacson M *Appl. Opt.* **34** 4869 (1995)
5. Betzig E, Finn P L, Weiner J S *Appl. Phys. Lett.* **60** 2484 (1992)
6. Betzig E et al. *Science* **251** 1468 (1991)
7. Zenhausern F, Martin Y, Wickramasinghe H K *Science* **269** 1083 (1995)
8. Bethe H A *Phys. Rev.* **66** 163 (1944)
9. Novotny L, Pohl D W, Regli R J. *Opt. Soc. Am. A* **11** 1768 (1994)
10. Hess H F et al. *Science* **264** 1740 (1994)
11. Betzig E, Chichester R J *Science* **262** 1422 (1993)
12. Kurpas V, Libenson M, Martsinovsky G *Ultramicroscopy* **61** 187 (1995)
13. Gurevich V, Libenson M *Ultramicroscopy* **57** 277 (1995)
14. Libenson M N, Martsinovsky G A *Proc. SPIE* **2714** 305 (1995)
15. Гузовский Ю Г, Либенсон М Н, Марциновский Г А *Изв. РАН. Сер. Физ.* **61** 1301 (1997)
16. Груздев В Е, Либенсон М Н, Марциновский Г А *Поверхность* **2** 32 (1998)

PACS number: 71.30. + h

Кулоновская щель и фазовый переход металл – изолятор в легированных полупроводниках

А.Г. Забродский

1. Бесщелевые модели локализации и прыжкового транспорта

Легированные полупроводники относятся к неупорядоченным системам, которые широко используются в мире для исследования проблем перехода металл – изолятор (МИ) и низкотемпературного электронного транспорта. С одной стороны, при некотором критическом значении N_c концентрации основных примесей в них происходит