

6. Принципиальные и технические ограничения основных параметров БСОМ

6.1. Пространственное разрешение и контраст. Влияние поляризации света и оптических характеристик системы зонд-образец

Как показано в разделе 5, вопрос о пространственном разрешении БСОМ может быть сведен к определению размеров светового пятна, формируемого оптическим зондом. Зная распределение электромагнитного поля в зазоре зонд-образец и используя преобразование Фурье, можно найти ширину полосы пропускания пространственных частот. Она, в свою очередь, определяет ожидаемую четкость изображения. При рассмотрении модели апертурного БСОМ с зондом, оболочка которого вблизи вершины представляет идеальный проводник, такой подход приводит к оценке предельного пространственного разрешения, близкой к диаметру $2a$ диафрагмы.

Аналогичные представления в принципе применимы и к реальным приборам, если известно распределение электромагнитного поля вблизи вершины зонда. Проблема состоит в том, что расчет структуры электромагнитного поля в нанометровом зазоре зонд-образец требует использования трудоемких вычислительных методов, корректность которых зависит от того, насколько удачно выбрана конфигурация зазора. Между тем, получить правильные представления о форме вершины зонда на практике удается, как правило, лишь после детального анализа изображения специально подобранных тест-объектов. Вид острия может меняться в процессе сканирования, например, из-за случайных соударений с образцом или прилипания посторонних частиц. Это означает, что привлечение самых точных методов измерения радиуса кривизны вершины зонда или радиуса диафрагмы и самых совершенных методов расчета полей может оказаться бесполезным при оценке пространственного разрешения в реальной ситуации.

При выборе оптимальных условий наблюдения образцов необходимо знать, как изменение параметров среды и условий освещения образца сказывается на качестве изображения. Чтобы избежать чрезмерных вычислительных трудностей, часто бывает удобнее искать приближенный ответ на эти вопросы, заменяя трехмерную задачу двумерной. Удачным приближением является использование двумерной модели апертурного БСОМ, в которой функция зонда выполняет плавно сужающаяся щель в бесконечно протяженном металлическом экране [22]. Щель заполнена диэлектриком, например, стеклом, представляющим световод для плоской

волны, распространяющейся по нормали к экрану. Под узким концом щели на расстоянии, примерно равным его ширине ($2a = 30$ нм), помещен плоский образец из того же материала, что и световод. Нижний край экрана слегка скошен относительно плоскости образца, чтобы имитировать затупленную вершину зонда.

Ориентируем ось z по оси световода, а оси x , y соответственно вдоль и поперек щели. Поскольку электромагнитное поле свободно распространяется в диэлектрике вдоль оси x , тогда как его проникновение в металлическую оболочку зонда ограничено толщиной скин-слоя, структура поля асимметрична относительно осей x и y и в сильной степени чувствительна к ориентации электрического вектора $\mathbf{E}_{\text{вх}}$ падающей волны.

На рис. 18 изображены построенные путем численного решения уравнений Максвелла контуры постоянной интенсивности электромагнитного поля при двух взаимно перпендикулярных направлениях поляризации.

При s -поляризации (вектор $\mathbf{E}_{\text{вх}}$ направлен по оси x вдоль щели, т.е. перпендикулярно плоскости рисунка) условие совпадения тангенциальных составляющих электрического вектора с двух сторон границы раздела металл-диэлектрик (форм. (3.22)) приводит к плавному уменьшению интенсивности поля при удалении от оси световода. Поле не исчезает на границе металла, как это происходило бы в случае идеального проводника, но проникает на глубину скин-слоя δ_{sk} , зависящую от диэлектрической проницаемости металла. Для алюминия, выбранного в качестве материала экрана в модели [22] и на практике используемого чаще других металлов, характерны значения $\epsilon = -34,5 + i \cdot 8,5$ и $\delta_{\text{sk}} = 13$ нм при $\lambda = 500$ нм.

Структура поля при p -поляризации (вектор $\mathbf{E}_{\text{вх}}$ направлен по оси y поперек щели) характеризуется более равномерным распределением интенсивности внутри световода, а также заметным растеканием силовых линий вдоль торца зонда, приводящим к расширению светового пятна. В плоскости диафрагмы на узком конце щели поле концентрируется вблизи острых краев экрана. Основные различия между условиями распространения света по сужающемуся световоду при двух главных направлениях поляризации проявляются, таким образом, в большей степени сжатия s -поляризованного луча и в большей интенсивности p -поляризованного.

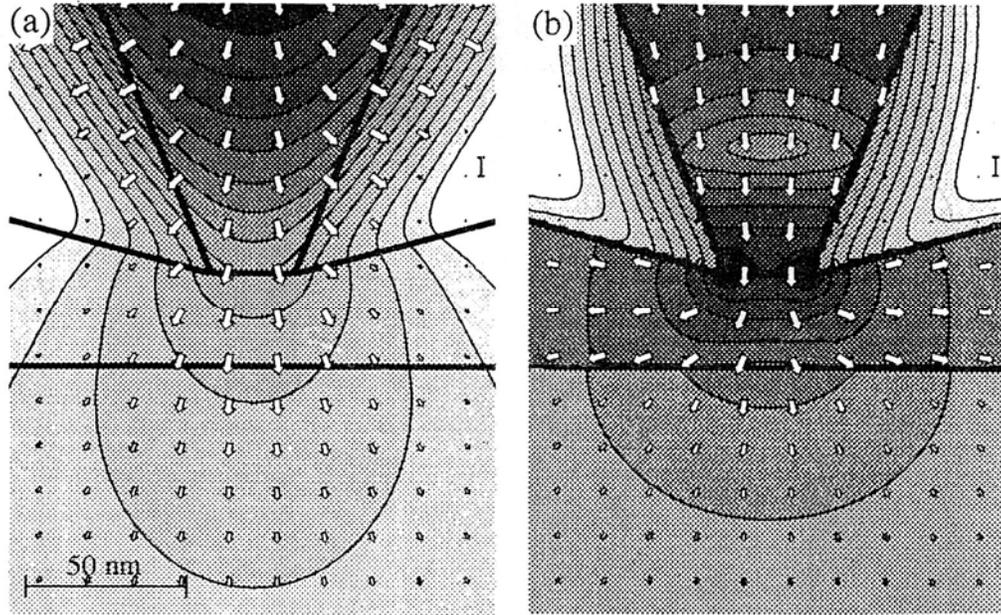


Рис. 18. Структура электромагнитного поля вблизи вершины зонда в двумерной модели апертурного БСОМ [22]. Из-за конечной проводимости экрана поле частично проникает из сердцевины зонда в оболочку.

На каждом последующем (при движении сверху вниз) контуре постоянной интенсивности поля $\ln |E|^2$ уменьшается вдвое.

а) s – поляризация, электромагнитный вектор падающей волны перпендикулярен плоскости рисунка

б) p – поляризация, электромагнитный вектор падающей волны параллелен плоскости рисунка.

Как видно из графиков, изображенных на рис. 19, распределения интенсивности электромагнитного поля в плоскости диафрагмы в двумерной модели БСОМ при двух направлениях поляризации качественно совпадают с предсказываемыми теорией Бете-Боукампа (форм. (3.75)). Справедливость основных выводов теории, в свою очередь, подтверждается в опытах с реальными зондами. Это позволяет рассматривать картины, приведенные на рис. 18, как качественно правильные представления структуры полей в двух взаимно перпендикулярных сечениях апертурного зонда.

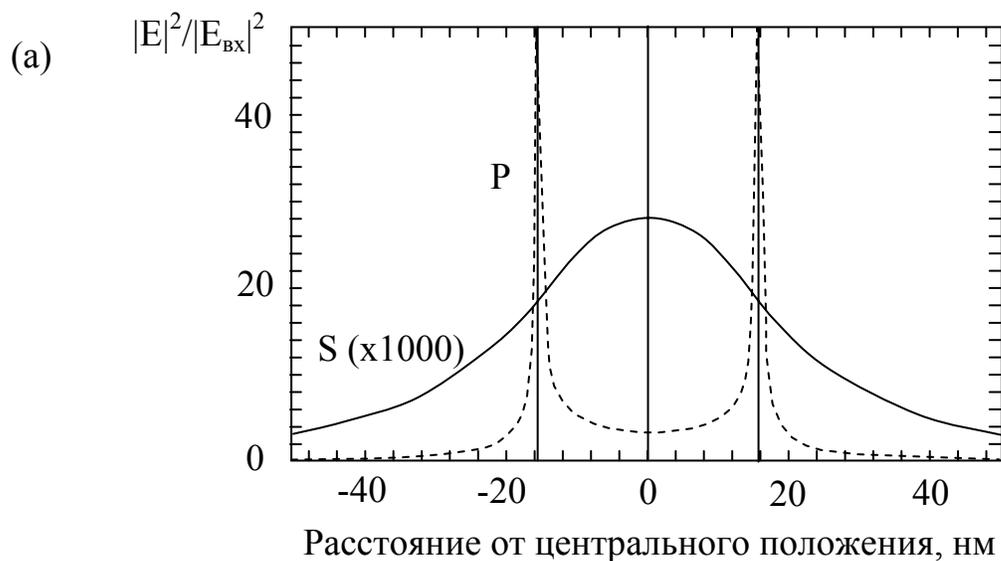


Рис. 19. Зависимость относительной интенсивности в плоскости диафрагмы от расстояния до оси зонда при двух направлениях поляризации: вдоль (пунктир) и поперек (сплошные кривые) плоскости рисунка.

а) двумерная модель БСОМ; излучение проходит через заполненную стеклом плавно сужающуюся щель в алюминиевом экране.

б) излучение проходит через круглую диафрагму в бесконечно тонком идеально проводящем экране.

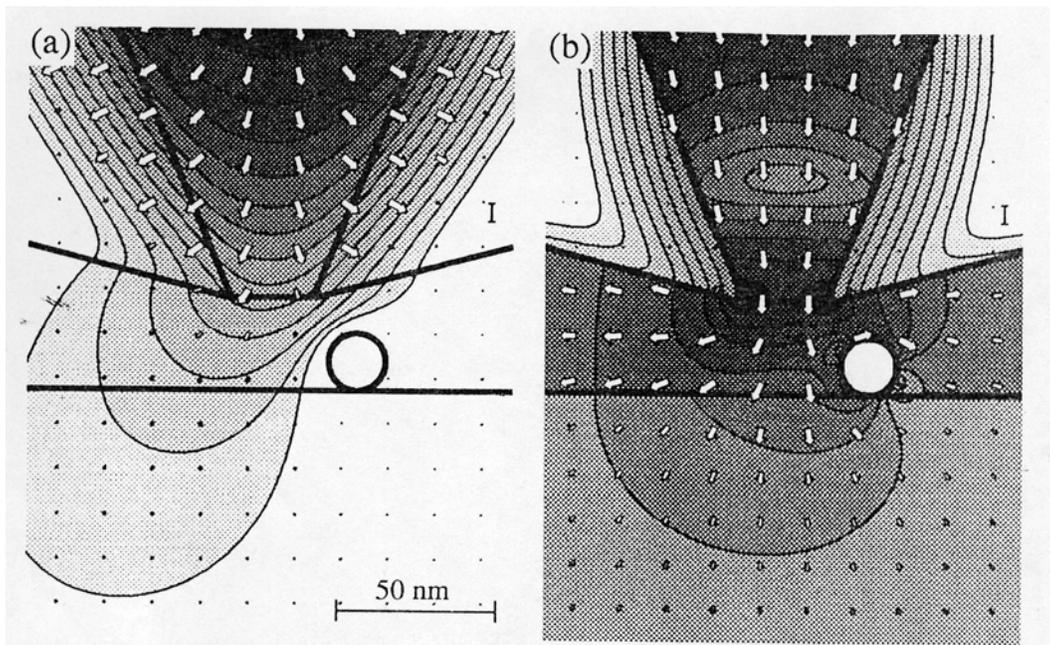


Рис. 20. Искажение аксиальной симметрии электромагнитного поля идеально проводящей частицей диаметром 20 нм, нанесенной на плоскую поверхность образца (в схеме, изображенной на рис. 18) на расстоянии 30 нм от оси зонда [22].
 а) s – поляризация; б) p – поляризация

Используя указанную аналогию, можно выделить следующие основные особенности распределения поля в зазоре зонд-образец апертурного БСОМ.

1. Протяженность поля в плоскости образца, особенно при p -поляризации, может значительно превышать рассчитанную, исходя из геометрических размеров диафрагмы.

2. При малой ширине z зазора ($z \ll 2a$) размер светового пятна на образце слабо зависит от z . Аналогичный вывод был получен в разделе 5 для идеальных зондов.

3. Изменение формы зазора зонд-образец существенно влияет на распределение поля. В частности, значительные искажения вносит наличие нанометровых металлических частиц, выступающих над плоской поверхностью образца. Рис. 20 иллюстрирует вид контуров равной интенсивности поля вблизи идеально проводящей частицы диаметром 20 нм.

При s -поляризации падающей волны частица отталкивает световое пятно, при p -поляризации – слегка притягивает его, одновременно нарушая аксиальную симметрию поля.

4. При настройке излучения в резонанс с частотой плазменных колебаний частицы поле концентрируется вблизи ее поверхности в области, меньшей размера диафрагмы. Этот вывод существенен для практических приложений БПО, связанных с модификацией материалов под действием интенсивного локализованного поля.

5. Важную роль играет соотношение показателей преломления материалов образца и зазора. Так, если на поверхности образца находится частица диэлектрика с более высоким, чем окружающая среда, показателем преломления, она, в противоположность металлической частице, притягивает световое пятно.

Таким образом, эффективный размер и форма светового пятна, а значит, и реализуемое разрешение, помимо диаметра диафрагмы и ширины зазора зависят от многих факторов. К ним относятся частота и поляризация падающего излучения, оптические характеристики материалов образца, зонда и зазора, форма поверхности образца и торца зонда, наличие выступов нанометрового размера, их взаимное расположение и т.д. Влияние указанных факторов можно учесть в общем виде, вводя вместо “геометрического” радиуса a диафрагмы эффективный или “оптический” радиус a_{eff} . Зависимость a_{eff} от a в первом приближении может быть представлена линейным соотношением

$$a_{eff} = \varphi_{pol}(s, p) \left(a + \frac{\delta_{sk}}{2} \right), \quad (6.1)$$

где $\varphi_{pol}(s, p)$ – коэффициент, зависящий от направления поляризации, а также от геометрических и оптических характеристик системы. Для практических целей при определении разрешения оправдано использование усредненной по двум направлениям поляризации оценки $\varphi_{pol}(s, p) \approx 1$. Так, для распределений, приведенных на рис. 19а, при полуширине диафрагмы $a = 15$ нм уменьшение интенсивности вдвое в плоскости диафрагмы происходит на расстоянии от оси $a_{eff} \approx 22$ нм $\approx a + (1/2)\delta_{sk}$ как для s - , так и для p -поляризованного света.

Считая, что реализуемое разрешение определяется формулой (5.15) с заменой a на a_{eff} , находим

$$\Delta r = f_{max}^{-1} \approx 2a_{eff} + z . \quad (6.2)$$

При $a, z \rightarrow 0$ $\Delta r \rightarrow \Delta r_{min} \approx \delta_{sk} \approx 13$ нм, что совпадает с экспериментальными оценками предельного разрешения апертурных БСОМ [3]. Этот вывод имеет простое физическое объяснение – при сколь угодно малой диафрагме размер светового пятна, формируемого зондом, не может быть меньше удвоенной (в обе стороны от оси) глубины проникновения поля в металлическую оболочку зонда. Связывая размер светового пятна с полушириной распределения интенсивности, приходим к оценке Δr_{min} , примерно совпадающей с толщиной скин-слоя.

Проблема определения пространственного разрешения и его зависимости от поляризации падающего света тесно связана с анализом контраста изображения. Одни и те же детали образца в s - и p -поляризованном свете могут выглядеть совершенно по-разному. Это явление, получившее название “поляризационный контраст”, объясняется особенностями согласования тангенциальных составляющих электрического вектора на поверхности частиц. Если электрический вектор направлен по касательной к поверхности металлической частицы, поле затухает в радиальном направлении монотонно по мере удаления частицы от оси прибора. В этих условиях при сканировании металлической частицы апертурным зондом мощность прошедшего света минимальна, когда ось зонда проходит через центр частицы (сплошная кривая на рис. 21а). При том же направлении электрического вектора сильно преломляющая свет диэлектрическая частица создает обратный контраст (пунктир, рис. 21а). Если электрический вектор направлен по нормали к поверхности частицы и вдоль строки развертки, прохождение зонда над частицей независимо от ее материала мало сказывается на интенсивности прошедшего света (рис. 21б), причем по характеру изображения трудно судить о размере и формы частицы.

Критерием пространственного разрешения прибора помимо ширины полосы пропускания может служить степень размытия резкого края протяженной детали образца или нанометровых частиц. Анализ кривых, приведенных на рис. 21а, позволяет сравнить оценки разрешения, полученные с использованием двух различных подходов. Полуширина сечения идеально проводящей частицы диаметром 20 нм при записи строки s -поляризованным светом (рис. 21а) составляет 120 нм; частицы диэлектрика того же размера – 90 нм. Вычитая диаметр частицы, приходим к оценкам разрешения соответственно 100 и 70 нм. Последняя величина близка к рассчитанной по формуле (6.2) при $2a_{eff} \approx 50$ нм и $z = 23$ нм (расстояние от плоскости диафрагмы до центра частицы).

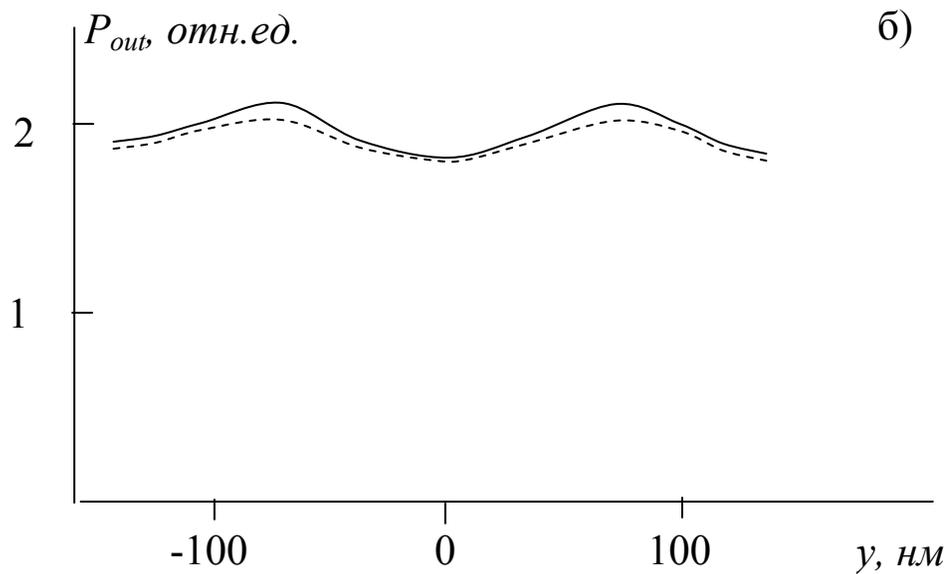
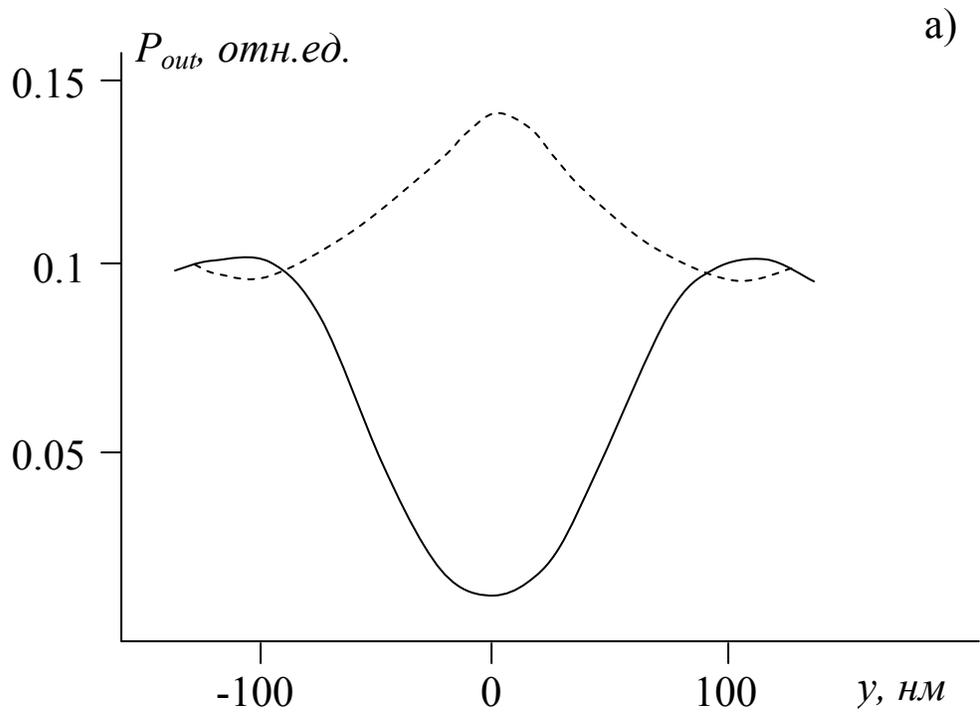


Рис. 21. Зависимость относительной мощности, прошедшей через зонд и частицу диаметром 20 нм, от расстояния между осью зонда и центром частицы в двумерной модели БСОМ. Схема аналогична изображенной на рис. 20, ширина зазора зонд-поверхность образца – 33 нм. Сплошные кривые – частица идеального проводника, $\epsilon = -\infty$; пунктир – частица диэлектрика, $\epsilon = 11.56$.
а) s-поляризация; б) p-поляризация.

Проявлением поляризационного контраста является асимметрия изображения проводящих образцов. Так, круглое металлическое кольцо на изображении превращается в эллиптические дуги (рис. 22). Меняя направление поляризации падающего света, можно повышать контраст тех или иных деталей изображения путем оконтуривания их границ.

6.2. Трудность разделения оптической и атомно-силовой составляющих сигнала

Одной из задач, решаемых с помощью БСОМ, является выделение участков образца, различающихся по своим оптическим характеристикам (показателю преломления, спектральному составу излучения и т.д.). Такую задачу можно было бы однозначно решить, если бы система, управляющая перемещением острия, реагировала на изменение оптического сигнала. Между тем, в подавляющем большинстве БСОМ при позиционировании зонда используются атомно-силовые сенсоры расстояния острие-образец.

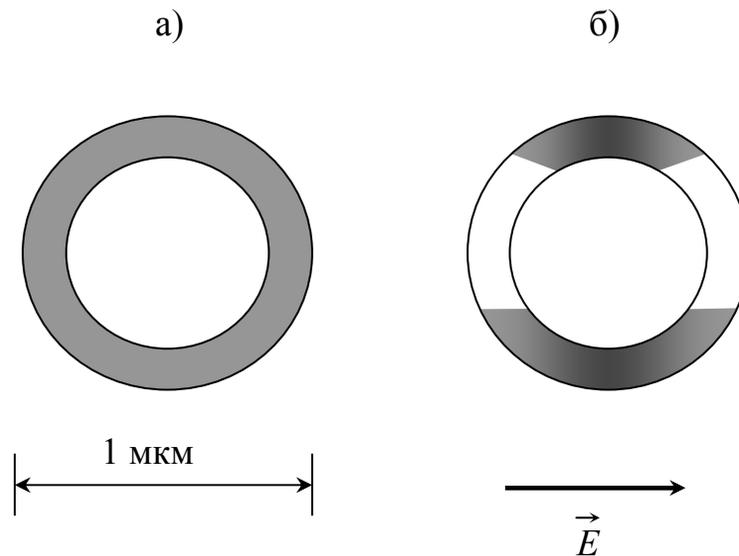


Рис. 22. Демонстрация поляризационного контраста. Алюминиевое кольцо (а) и его изображение в апертурном БСОМ (б) [22]. Ориентация темных дуг меняется при изменении направления поляризации.

Это приводит к наложению на оптическую составляющую регистрируемого сигнала дополнительной информации, отражающей

топографический рельеф поверхности. Надежное выделение полезного сигнала возможно далеко не всегда, даже при наличии двух отдельных каналов обработки изображения.

Чтобы пояснить трудности, возникающие при интерпретации изображения, вернемся к простому примеру, рассмотренному в разд. 2, но в ситуации, более близкой к реальной. Пусть требуется найти распределение в образце некоторых оптических меток, например, молекул люминофора. Исследование проводится в апертурном БСОМ в режиме сбора фотонов, когда излучение молекул по волоконному зонду передается к детектору. Торцевой зонд, как правило, не бывает идеально гладким. На нем может находиться микровыступ (рис. 23а), например, выступающее над средним уровнем зерно алюминия, расстояние от которого до поверхности образца определяет величину сигнала в атомно-силовом канале.

Представим ситуацию, когда частицы люминофора сосредоточены на некотором участке (отрезок АС на рис. 23) вдоль строки развертки, и одна из частиц (в точке В) расположена выше других. Рост оптического сигнала вблизи точки А (рис. 23в) свидетельствует об увеличении локальной концентрации молекул люминофора.

Ширина фронта импульса, как следует из оценок разрешения, полученных в разделе 5.2, близка к $2a + z$, где a – радиус диафрагмы и z – расстояние от торца зонда до образца. Атомно-силовым сигналом начинает изменяться при прохождении выступа зонда над точкой В (рис. 23б), причем из-за малых размеров выступа скорости нарастания и спада импульса значительно выше, чем аналогичные характеристики оптического сигнала в точках А и С. При сканировании образца силы взаимодействия атомов острия и образца возрастают в момент прохождения зонда над точкой В. Из-за реакции системы обратной связи зонд сдвигается по вертикали в направлении от исследуемой поверхности. В результате значительная часть молекул люминофора, находящихся на участке, вырезаемом диафрагмой, отдалается от нее, что приводит к спаду оптического сигнала.

Наложение на кривую записи оптического сигнала обращенного импульса атомно-силового сигнала является следствием “эффекта отрыва” (lift-off effect). Это название подразумевает образную аналогию резкого подъема острия, сталкивающегося с локальной неоднородностью рельефа, с взлетом летящего аппарата. Если точка В близка к одной из граничных точек области с повышенной концентрацией люминофора, два импульса с разной крутизной могут частично перекрываться, усугубляя трудность расшифровки изображения.

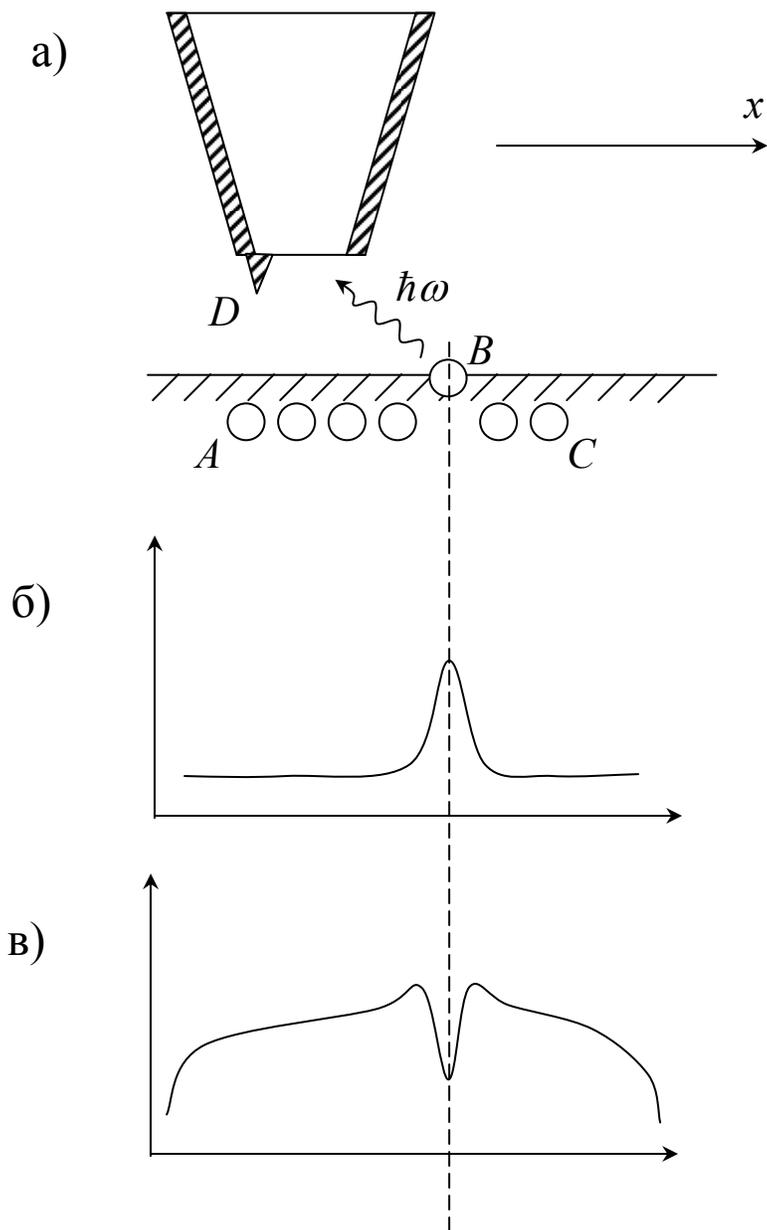


Рис. 23. Наложение топографической информации на оптическое изображение.

а) апертурный зонд над образцом с частицами люминофора, сосредоточенными на отрезке AC . Одна из частиц в точке B выступает над средним уровнем поверхности; D – микровыступ покрытия торца зонда

б) атомно-силовой сигнал;

в) оптический сигнал;

Уменьшение интенсивности при прохождении зонда над частицей B является следствием «эффекта отрыва».

Спад оптического сигнала в точке В можно ошибочно приписать прохождению острия над областью, отличающейся меньшей оптической активностью. При такой интерпретации воображаемое пространственное разрешение оказывается существенно лучшим, чем теоретический предел, определяемый размером диафрагмы. Известны многочисленные примеры наблюдения дискретных деталей, разделенных расстоянием, намного меньшим периода различимой на изображении решетки [3]. Было бы ошибкой связывать эти детали с истинной структурой образца.

В условиях, когда точная форма вершины зонда не известна, единственным надежным способом исключения “эффекта отрыва” является использование образцов, гладких настолько, чтобы изменение сил атомного взаимодействия острия с образцом при сканировании выбранного участка в режиме постоянной высоты было пренебрежимо мало. Лишь в этом случае любое изменение оптического сигнала указывает на прохождение зонда над оптически неоднородным участком.

6.3. Потери мощности в оптическом зонде

Важнейшей характеристикой апертурного зонда является коэффициент пропускания мощности η . Обычно его определяют отношением

$$\eta = P_{in}/P_{out}, \quad (6.3)$$

где P_{in} , P_{out} – мощности излучения соответственно на входе и выходе зонда. Коэффициент пропускания в сильной степени зависит от формы острия, поэтому большое внимание уделяется поиску технологий, обеспечивающих изготовление зондов с оптимальной геометрией.

Чтобы представить, как должен выглядеть такой зонд, будем исходить из требования минимизации потерь на каждом из трех участков световода: цилиндрическом, коническом и непосредственно на вершине острия (рис. 24).

Обозначая коэффициенты пропускания на этих участках соответственно η_1, η_2, η_3 , представим суммарный коэффициент пропускания в виде

$$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3. \quad (6.4)$$

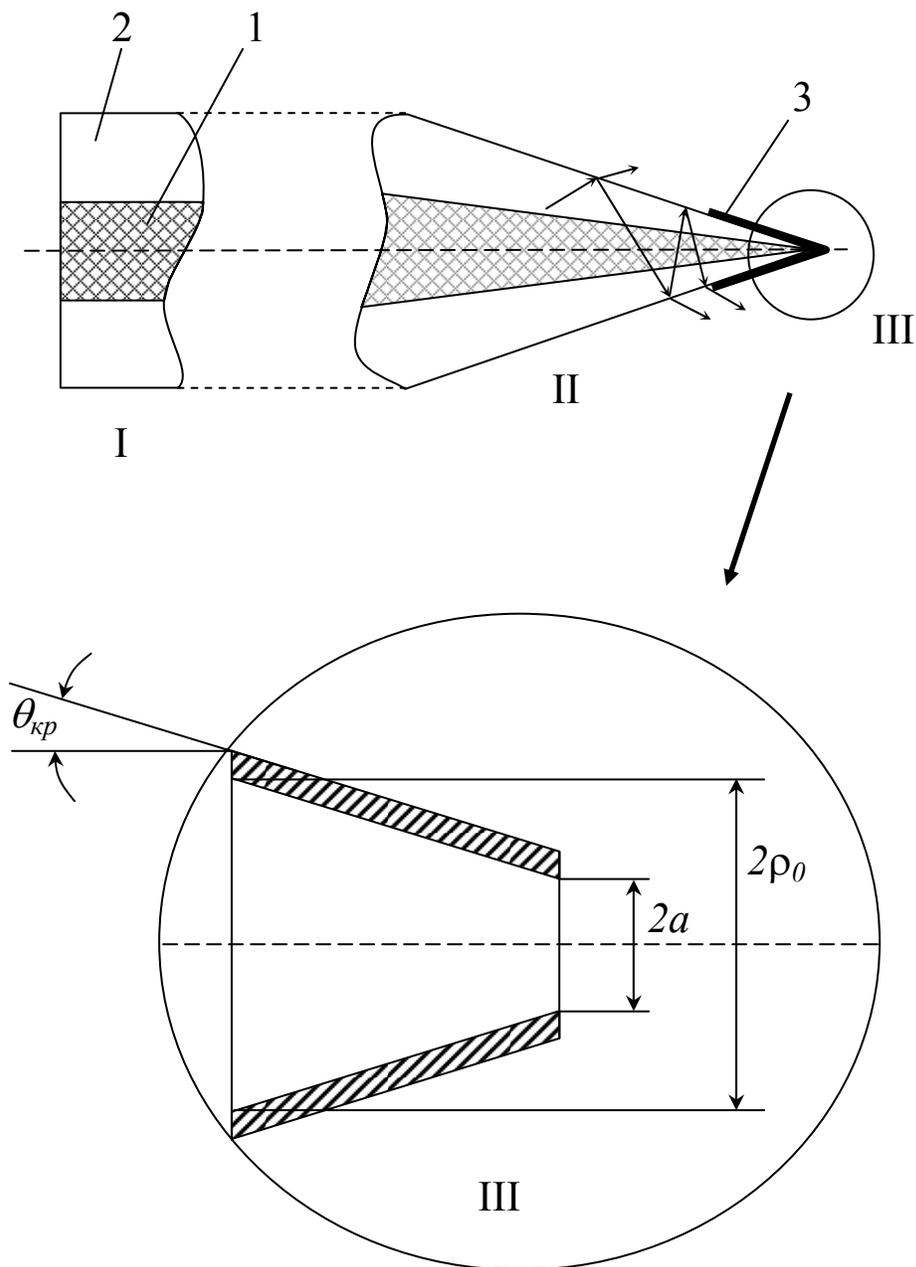


Рис. 24. Три участка волоконного зонда: цилиндрический (I), конический (II) и собственно вершина (III) (внизу с увеличением).

1, 2 – сердцевина и оболочка кварцевого волокна;
3 – металлическое покрытие.

Для наглядности сердцевина волокна увеличена в десятки раз.

$2\rho_0$ – диаметр отсечки основной моды.

После того, как излучение лазера запускается через согласующий элемент в волоконный световод, он распространяется почти без потерь на цилиндрическом отрезке зонда. За ним следует более или менее протяженный конический участок. Последовательное уменьшение угла падения светового луча на этом участке приводит к нарушению условия ПВО. В результате свет начинает проникать в оболочку и после одного или нескольких отражений от наружной поверхности выходит из волокна.

Строгий анализ потерь мощности в конической части зонда требует рассмотрения последовательной отсечки направляемых мод по мере сужения световода. Ограничимся приближенной оценкой η_2 для одномодового волокна. Будем считать, что свет, выходящий из цилиндрического световода, попадает в однородную среду и распространяется в ней в пределах телесного угла, определяемого апертурой θ_a волокна. Распространение света в постепенно сужающемся волокне возможно до сечения, радиус ρ_0 которого соответствует условию отсечки основной моды в эквивалентном цилиндрическом световоде. Как будет показано ниже, для кварца в воздухе или в металлической оболочке $\rho_0 \approx 0,2\lambda_0$, где λ_0 – длина волны света в вакууме. Если радиус a диафрагмы удовлетворяет неравенству $a > \rho_0$, конический отрезок зонда заканчивается диафрагмой.

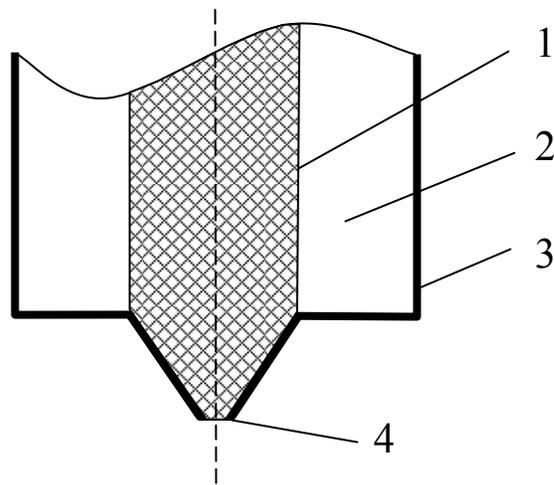


Рис. 25. Возможна форма зонда, изготовленного химическим травлением:

- 1, 2 – сердцевина и оболочка кварцевого волокна;
- 3 – металлическое покрытие;
- 4 – диафрагма.

Для наглядности сердцевина волокна увеличена в десятки раз.

Введя $\rho_c \equiv \max\{a, \rho_0\}$ и пренебрегая вкладом многократно рассеянных лучей, находим

$$\eta_2 \approx [\rho_c / L \operatorname{tg}(\theta_a)]^2, \quad (6.5)$$

где L –длина конуса. Величина L может меняться от сотен микрометров в зондах, полученных при растяжении нагретого кварца, когда формирование конуса происходит по всему сечению волокна, до нескольких микрометров в зондах, изготовленных методами химического травления. Подбирая различные добавки к кварцу, можно обеспечить условия, при которых травление оболочки волокна происходит быстрее, чем сердцевины. В этом случае зонд по форме напоминает карандаш с выступающим наружу заточенным грифелем (рис. 25). Считается, что зонды типа “карандаш” с вершиной, изображенной на рис. 25, или с более плавным переходом от сердцевины к оболочке обеспечивают прохождение излучения с минимальными потерями мощности.

Оценка по формуле (6.5) и измерения показывают, что значения η в зондах с предельно короткими ($L = 3 \dots 5$ мкм) и удлинёнными ($L \approx 100$ мкм) конусами могут отличаться на 2...3 порядка. По этой причине все большее распространение получают технологии, использующие холодное травление кварца и позволяющие свести длину конической части зонда к минимальной величине, определяемой диаметром сердцевины и углом раствора конуса.

Последняя часть апертурного зонда снаружи покрыта металлом, поэтому при расчете потерь на этом отрезке необходимо учитывать модовый состав излучения в металлическом волноводе. Как было отмечено выше (раздел 3.9), при сужении волновода происходит последовательная отсечка мод высших порядков. Дальше других в идеальном металлическом волноводе распространяются TE_{11} и TM_{01} моды. В реальном волноводе, стенки которого имеют конечную проводимость, чисто поперечные моды преобразуются в смешанные. Роль основной моды вместо TE_{11} выполняет похожая на нее по структуре поля HE_{11} мода. Меняются и условия отсечки, так как эффективное сечение сердцевины растет из-за проникновения поля в металл. Дополнительные сложности вносит возможность существования поверхностных мод, распространяющихся вдоль границ раздела металл-кварц и металл-воздух.

Указанные обстоятельства затрудняют строгую постановку задачи расчета ослабления мощности на последнем отрезке конического зонда и не позволяют решить ее аналитически. Попробуем упростить задачу, аппроксимируя вершину зонда отрезком эквивалентного цилиндрического

волновода [23]. Начнем с определения вершины. Рассматривая кварцевый волновод с идеально проводящими стенками, будем отождествлять с вершиной отрезок между концом зонда и сечением отсечки TE_{11} моды. На этом отрезке поле существует в форме затухающих волн. Их амплитуда в цилиндрическом волноводе радиусом ρ меняется с расстоянием z по закону

$$E(z) = E(0) \exp(-kz) = E(0) \exp\left[-\frac{2\pi z}{\lambda_{11}} \left(1 - \frac{\lambda_{11}^2}{\lambda^2}\right)^{1/2}\right], \quad (6.6)$$

где k – коэффициент затухания, $\lambda_{11} = 2\pi\rho/u_{11}$, $u_{11} = 1,841$ – корень бесселевой функции (см. разд. 3.7). Свет с длиной волны $\lambda = \lambda_0/n$ в среде с показателем преломления n может распространяться до сечения радиусом $\rho_0 = 1,841\lambda_0/2\pi n$, которое мы приняли за основание вершины. Из этого соотношения при $\lambda_0 = 500$ нм, $n = 1,46$ находим $\rho_0 = 100$ нм. В большинстве случаев радиус a диафрагмы меньше, чем ρ_0 , а значит, электромагнитное поле в непосредственной близости от диафрагмы содержит только затухающие компоненты.

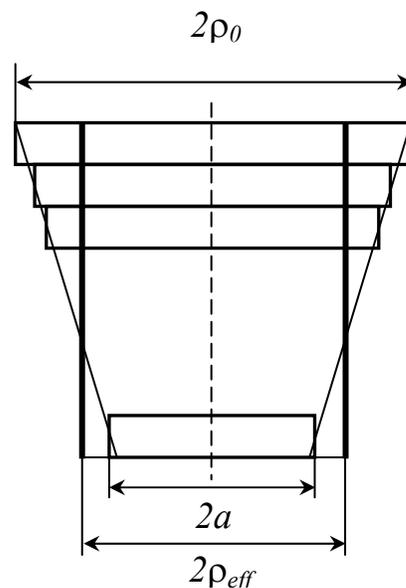


Рис. 26. Представление конической вершины зонда набором элементарных цилиндров. $2\rho_{eff}$ – диаметр цилиндрического волновода, характеризуемого тем же коэффициентом пропускания, что и равная ему по длине коническая вершина зонда.

Заменяя конус набором s элементарных цилиндров (рис. 26), будем характеризовать коэффициент затухания поля на последнем участке зонда величиной

$$\kappa = \frac{1}{s} \sum_{q=1}^s \kappa_q, \quad (6.7)$$

где κ_q – коэффициент затухания на цилиндрическом отрезке с порядковым номером q . Суммарному коэффициенту затухания κ можно сопоставить радиус ρ_{eff} цилиндра, ослабляющего поле точно так же, как равная ему по высоте коническая вершина зонда. Как следует из геометрических соображений, величина ρ_{eff} должна принимать промежуточные значения между a и ρ_0 , т.е. $\rho_{eff} = \xi \rho_0$ при $(a/\rho_0) < \xi < 1$.

Принимая во внимание, что взаимодействие электромагнитного поля с веществом характеризуется квадратом амплитуды электрического вектора \mathbf{E} , определим прозрачность η_t вершины зонда отношением

$$\eta_t = \frac{|E(0)|^2}{|E(z)|^2}, \quad (6.8)$$

где $E(z)$ – амплитуда электрического вектора на расстоянии z от конца зонда. В связи с тем, что электрический вектор в затухающем поле содержит как продольную, так и поперечную составляющие, отношение интенсивностей поля, определяемое формулой (6.8), строго говоря, не является тождественным отношением мощностей излучения в тех же сечениях зонда. В дальнейшем мы будем пренебрегать этим различием, допуская $\eta_t \approx \eta_z$.

Объединяя формулы (6.6) – (6.8), находим

$$\eta_t = \exp(-2\kappa z) = \exp\left[-\frac{4\pi z}{\lambda_0} n\varphi(\xi)\right], \quad (6.9)$$

$$\text{где } \varphi(\xi) \equiv \frac{1}{\xi} \sqrt{1 - \xi^2} = \sqrt{\left(\frac{\rho_0}{\rho_{eff}}\right)^2 - 1}. \quad (6.10)$$

Заметим, что величины ρ_0 и ρ_{eff} имеют один и тот же порядок, а значит, $\varphi(\xi)$ не может существенно отличаться от единицы. Так, при $\lambda_0 = 500$ нм, 20

нм $\leq a \leq 80$ нм имеем $\varphi(\xi) \approx 1 \pm 0,5$. Если аппроксимировать $\varphi(\xi)$ постоянной величиной, показатель степени в формуле (6.9) можно считать пропорциональным длине вершины z , которая связана с радиусом a диафрагмы и апертурой конуса при вершине θ простым соотношением

$$z = (\rho_0 - a) / \operatorname{tg} \theta . \quad (6.11)$$

При выборе геометрических параметров зонда в первую очередь обращают внимание на радиус a диафрагмы, определяющий пространственное разрешение прибора. Если величина a фиксирована, единственным регулируемым параметром, существенно влияющим на пропускание света вершиной, является апертурный угол θ . Моделирование электромагнитного поля вблизи вершины зонда показывает целесообразность увеличения θ до $40 \dots 50^\circ$. При еще больших углах раствора конуса начинает заметно сказываться растекание поля за края диафрагмы, приводящее к увеличению размеров светового пятна.

В реальной ситуации из-за конечной проводимости металла поле проникает в оболочку на глубину скин-слоя и основной модой становится смешанная мода HE_{11} . Использование численных методов и моделирования позволяет представить картину распространения этой моды в коническом волноводе. Не вдаваясь в особенности решения задачи, можно предсказать качественно правильный результат, исходя из следующих соображений. Проникновение поля в глубь металла эквивалентно увеличению эффективного радиуса диафрагмы и уменьшению радиуса отсечки, если определять этот радиус границей металлического волновода. Поскольку оба параметра согласно формулам (6.9) – (6.11) входят в показатель экспоненты с разными знаками, их одновременное изменение должно существенно сказываться на величине коэффициента η_t . Сравнение результатов расчета η_t для TE_{11} и HE_{11} мод (рис. 27) показывает, что формулы (6.9) – (6.11) можно приближенно использовать и при расчете ослабления света в реальном волноводе, заменяя радиус a диафрагмы величиной $a_0 \approx a + 30$ нм и оставляя ρ_0 неизменным.

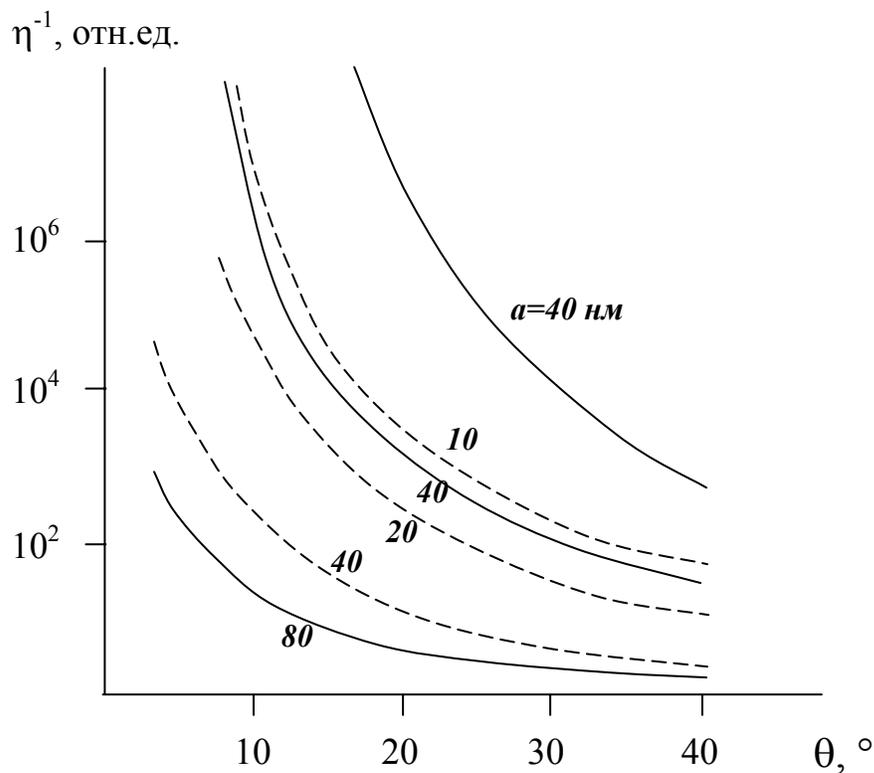


Рис. 27. Зависимость коэффициента ослабления мощности вершиной апертурного зонда от половинного угла раствора конуса θ при разных значениях радиуса a диафрагмы; сплошные кривые – TE_{11} мода, зонд с идеально проводящим покрытием; пунктир – HE_{11} мода, зонд с алюминиевой оболочкой.

Оценим суммарные потери мощности в зонде при типичных значениях радиуса a диафрагмы в диапазоне $30 \text{ нм} \leq a \leq 100 \text{ нм}$. При $a = 30 \text{ нм}$ распространение основной моды прекращается на конечном расстоянии z от торца зонда. Расчет по формулам (6.9) – (6.11) при $\lambda_0 = 500 \text{ нм}$, $n = 1,46$, $\varphi(\xi) = 1,2$, $\theta = 30^\circ$, $z = (\rho_0 - a_0)/\text{tg}\theta = 70 \text{ нм}$ дает $\eta_t = 5 \cdot 10^{-2}$. Пропускание нескольких процентов мощности излучения характерно и для конической части зонда с формой, изображенной на рис. 25. В частности, при $L = 5 \text{ мкм}$, $\text{tg}\theta_a = 0,1$, $\rho_c = \rho_0 = 100 \text{ нм}$ из формулы (6.5) находим $\eta_2 = 5 \cdot 10^{-2}$. Потери при вводе излучения в волокно обычно малы и часто их вообще исключают из

рассмотрения. Пусть, например, $\eta_1 = 0,5$. Тогда при $\eta_3 \approx \eta_t$ коэффициент пропускания мощности зондом $\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 \approx 1 \cdot 10^{-3}$, что соответствует лучшим экспериментальным результатам, полученным с зондами такого же радиуса. При $a = 100$ нм HE_{11} мода распространяется до конца зонда и, следовательно, $\eta_3 \approx 1$, $\eta \approx 2 \cdot 10^{-2}$ при тех же значениях остальных параметров.

Увеличение длины конуса до $L = 100$ нм в соответствии с формулой (6.5) должно привести к росту потерь на 2...3 порядка. Измеренные значения коэффициента пропускания мощности η зондами с удлинённым конусом, образующимся при нагреве и растяжении оптического волокна, обычно составляют $10^{-5} \dots 10^{-7}$ при $a = 30 \dots 50$ нм.

Таким образом, использование простых формул (6.5), (6.9) – (6.11) позволяет правильно оценить порядок величины η и обойти трудности, возникающие при численном расчете и моделировании распределения поля в апертурном зонде.

6.4. Предельная чувствительность при различении малых частиц и спектральном анализе

Одним из основных достоинств БСОМ, выделяющим его среди других зондовых микроскопов, является возможность проведения спектрального анализа образца. Оптические спектры содержат разнообразную информацию, позволяющую, в частности, судить о химическом составе поверхности. Точность анализа зависит от чувствительности прибора, определяемой его способностью обнаружить присутствие в образце малого числа молекул примеси. Чувствительность является функцией ряда параметров, включая мощность излучения на выходе зонда и скорость развертки.

Поясним вид этой функциональной зависимости на конкретном примере, представляющем интерес для различных областей применения БСОМ. Пусть образец содержит частицы флуорофора, например, красителя, избирательно реагирующего с функционально различными молекулярными группами поверхности. Свечение флуорофора возбуждается излучением лазера, сжимаемым апертурным зондом до размера выходной диафрагмы. Интенсивность свечения определяется мощностью излучения вблизи образца, которую можно представить в виде

$$P_t = \alpha \eta P, \quad (6.12)$$

где α – коэффициент усиления мощности вблизи заостренной вершины зонда, η – коэффициент пропускания или энергетическая эффективность зонда, P – мощность лазера. Скорость эмиссии фотонов частицей, содержащей N оптически активных молекул, характеризуется соотношением

$$j = N\Phi_f \frac{\sigma}{\pi a^2} \frac{P_t}{\hbar\omega} , \quad (6.13)$$

где Φ_f – квантовый выход флуоресценции, σ – сечение захвата молекулой фотона с энергией $\hbar\omega$, a – радиус диафрагмы (для краткости мы не учитываем различия между радиусами диафрагмы и светового пятна).

Если детектором является счетчик, создающий 1 импульс на n фотонов, скорость счета составит

$$J_1 = j \beta/n , \quad (6.14)$$

где β – доля эмитированных фотонов, проходящих через входную диафрагму детектора. При записи изображения зонд последовательно перемещается от одной точки образца к другой, одновременно меняя свое положение по высоте. Время τ_p его задержки в каждой точке цифрового раstra равно отношению времени записи кадра (обычно ~ 1 мин.) к числу элементов изображения ($\sim 10^4$). Если размер частицы меньше размера элемента изображения (пиксела), число J регистрируемых фотонов при прохождении зонда над частицей равно

$$J = J_1 \tau_p . \quad (6.15)$$

На полезный сигнал накладываются шумы, вызванные дробовым эффектом и пропорциональные $J^{1/2}$, а также шумы, связанные с флуктуациями темнового тока. Последними, как правило, можно пренебречь. Считая условием надежного обнаружения частицы не менее чем трехкратное превышение уровня сигнала над амплитудой шумов, приходим к требованию

$$J \geq 10 . \quad (6.16)$$

При спектральном анализе ширина полосы пропускания детектора $\Delta\Omega$ всегда существенно превосходит определяемую разрешением спектрометра ширину линии $\Delta\omega$. Объединяя формулы (6.12) – (6.15) и вводя в них

спектральный коэффициент ослабления сигнала $\gamma_s = \Delta\omega/\Delta\Omega$, представим окончательный результат в виде

$$J = \gamma_s N \Phi_f \alpha \eta \frac{\sigma}{\pi a^2} \frac{P}{\hbar \omega} \frac{\beta}{n} \tau_p. \quad (6.17)$$

Отсюда при $\omega = 4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $a = 50 \text{ нм}$, $P = 10 \text{ мВт}$ и разумных значениях $\alpha = 10$, $\Phi_f = 0,5$, $\tau_p = 1 \cdot 10^{-2} \text{ с}$, $\sigma = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$, $\beta/n = 1 \cdot 10^{-2}$, $\eta = 1 \cdot 10^{-6}$ находим

$$J = 30 \gamma_s N. \quad (6.18)$$

Сравнение формул (6.16), (6.18) показывает, что выбранные условия наблюдения позволяют обнаружить единичные молекулы ($N=1$), если $\gamma_s = 1$, т.е. если детектор настроен точно на частоту флуоресценции. При переходе от (6.17) к (6.18) мы приняли $\eta = 1 \cdot 10^{-6}$, предполагая тем самым, что речь идет о зонде с удлинённым конусом, образующимся при растяжении волокна. Переход к технологиям химического травления волокна, как было показано выше, позволяет увеличить η на 2...3 порядка при том же радиусе a диафрагмы. Этого выигрыша достаточно, чтобы обеспечить надежное превышение сигнала над шумом и при спектральном анализе при типичном $\gamma_s \sim 10^{-2}$. Подавлению шумов может способствовать также увеличение радиуса диафрагмы и замедление скорости развертки.

Приведенные оценки уровня сигнала указывают на отсутствие принципиальных препятствий к проведению в БСОМ спектрального анализа на молекулярном уровне.

Опыты по наблюдению отдельных молекул красителей и анализу изменения их спектров при непрерывном и импульсном лазерном возбуждении относят к числу наиболее значительных достижений БПО [4].

Заметим, что хотя размер различимых в БСОМ молекул составляет около 1 нм, их изображение представляется увеличенным примерно в 10^2 раз, причем искажение истинного размера растет пропорционально радиусу a диафрагмы. Молекулы, отстоящие одна от другой на расстоянии, меньшем $2a$, выглядят как одна частица. Проблему разрешения плотноупакованных молекулярных структур можно пытаться решить, используя реакцию детектора на взаимодействие молекул образца с одной или несколькими оптически активными молекулами, нанесенными на кончик острия.

6.5. Нагрев зонда.

Из-за малого коэффициента пропускания (или энергетической эффективности) апертурных зондов практически вся мощность излучения, вводимая в волоконный световод, поглощается в металлической оболочке. В одномодовом волокне, начиная с сечения отсечки радиусом ρ_0 , интенсивность прошедшего излучения резко падает и основная часть электромагнитной энергии отбрасывается в обратном направлении. Если бы каждое столкновение рассеянных фотонов со стенками приводило к поглощению, можно было бы ожидать преимущественного нагрева зонда на расстоянии от вершины $z_0 \approx \rho_0/\text{tg}\theta$, где θ – апертурный угол (половина угла раствора конуса). В действительности поглощение света происходит лишь после многократных отражений от зеркальной границы раздела кварц-алюминий и область максимального нагрева смещается на расстояние $z_1 \approx pz_0$, где p – среднее число отражений. Учитывая, что для мод низших порядков $\rho_0 = 0,1 \dots 0,5$ мкм и приняв $p \approx 10$, находим $z_1 = 10 \dots 50$ мкм при $\text{tg}\theta = 0,1$.

Оценим повышение температуры покрытого алюминием заостренного кварцевого волокна в области, отстоящей на расстоянии z_1 от вершины [24]. На рис. 28 указаны направления основных тепловых потоков от нагретой отраженным светом области зонда к более холодным участкам и в окружающую среду. Обусловленный теплопроводностью поток Q_1 вблизи вершины распространяется в основном по алюминиевому покрытию толщиной $d_{Al} \approx 100$ нм, коэффициент теплопроводности χ_{Al} которого на два порядка превосходит коэффициент теплопроводности χ_q кварца.

Выравнивание тепловых потоков по диэлектрической сердцевине и металлической оболочке зонда происходит на расстоянии от вершины $z_2 \approx 100$ мкм, когда возросшее сечение сердцевины компенсирует ее меньшую теплопроводность: $\chi_q \cdot z_2 \cdot \text{tg}\theta \approx \chi_{Al} \cdot d_{Al}$. Таким образом, на отрезке $z_1 \leq z \leq z_2$ применимо приближенное соотношение, описывающее распространение тепла по алюминиевой оболочке зонда

$$Q_1 \approx -2\pi r d_{Al} \chi_{Al} \frac{dT}{dz}, \quad (6.19)$$

где Q_1 – переносимая тепловая мощность, $r = z \cdot \text{tg}\theta$ – радиус сечения конуса на расстоянии z от вершины.

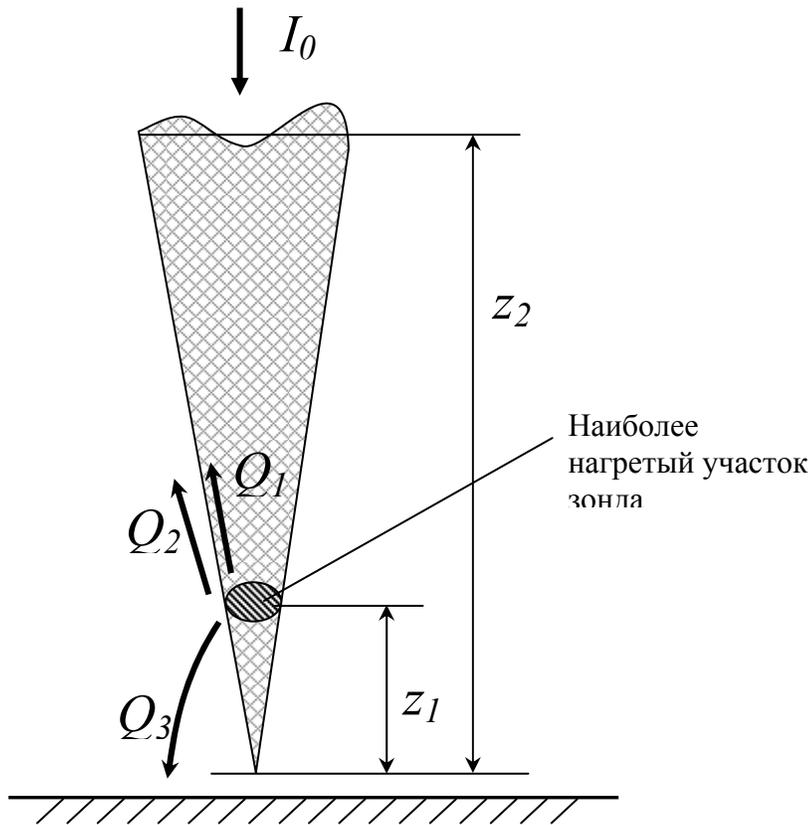


Рис. 28. Схема переноса тепла от участка зонда, нагреваемого отраженным и рассеянным излучением.

Из формулы (6.19) находим разность температур в двух сечениях зонда

$$\Delta T = T(z_1) - T(z_2) = \frac{Q_1}{2\pi\chi_{Al}d_{Al}\text{tg}\vartheta} \ln \frac{z_2}{z_1} \quad (6.20)$$

Нам остается выяснить, какую часть мощности P излучения, теряемой в волокне, переносит поток Q_1 . Измерения и численные оценки показывают, что вызванный конвекцией поток Q_2 вдоль поверхности зонда и направленный к образцу поток Q_3 соизмеримы с Q_1 . На это указывает, в частности, обнаруженная экспериментально возможность уменьшения нагрева зонда в несколько раз при его сближении с проводящим образцом.

Мы вправе принять, например, $Q_1 \approx Q_2 + Q_3$ или $Q_1 \approx 0,5P$. Подстановка в формулу (6.13) $d_{Al} = 100$ нм, $\chi_{Al} = 220$ Вт/м·К, $z_2 = 100$ нм, $z_1 = 20$ нм дает

$$\Delta T/P \approx 30 \text{ К/мВт.}$$

Согласно последнему соотношению плавление алюминиевой оболочки зонда ($\Delta T \approx 600\text{К}$) должно происходить при критической мощности $P_c \approx 20$ мВт, если считать температуру зонда в сечении z_2 близкой к комнатной. В действительности предельная мощность может быть еще ниже ($P_c \approx 10$ мВт), т.к. разрушение зондов из-за растрескивания оболочки происходит при температурах, меньших точки плавления алюминия. Последняя величина соответствует усредненным результатам многочисленных измерений критической мощности, что оправдывает приближения, использованные при оценке потока Q_1 . Опасность разрушения можно уменьшить, используя зонды с большими углами раствора конуса или со специально подобранными покрытиями.

Если образец, например, микросхема нагревается в процессе работы сильнее, чем зонд, направление потока Q_3 меняется на противоположное. Из-за термического расширения вершины зонда расстояние между ней и образцом уменьшается тем сильнее, чем больше локальный нагрев образца. Эффект существенно возрастает, если вершину полностью покрыть металлом. На этом принципе, поясняемом рис. 29, основано применение зондов в качестве микроболометров, обладающих чувствительностью $\sim 10^{-1}$ нм/мкВт при разрешении по горизонтали до 1 мкм.

Ограничение мощности, подводимой к образцу по апертурному зонду, величиной $\sim \eta P_c$ существенно затрудняет развитие зондовых методов лазерной обработки материалов.

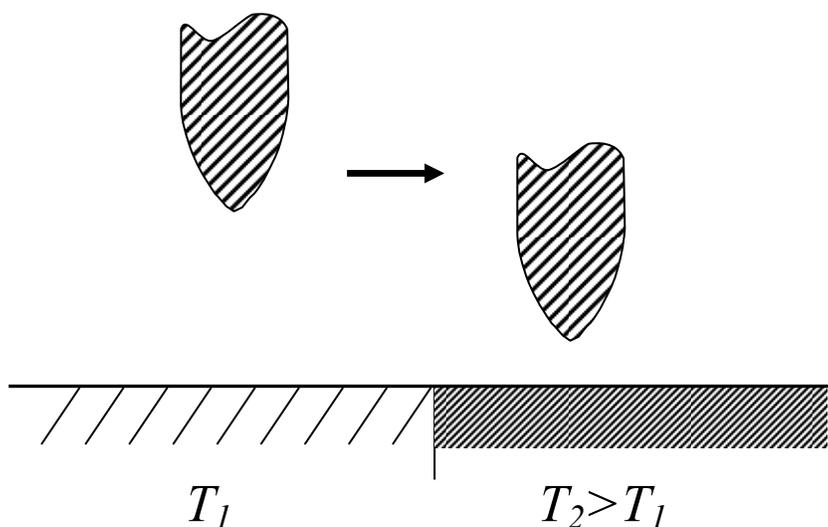


Рис. 29. Схема, поясняющая возможность обнаружения перепада температуры вдоль поверхности образца. Из-за термического расширения зонда расстояние между ним и горячим участком поверхности уменьшается.

6.6. Расширение зоны светового воздействия из-за диффузионных процессов в образце

Реализуемое на практике разрешение БСОМ может существенно отличаться от рассчитанного, исходя из размеров и формы вершины острия. Дело в том, что реакция образца на воздействие локализованного зондом электромагнитного поля обычно распространяется на площадь, значительно превышающую размер светового пятна. Расширение зоны светового воздействия является следствием различных процессов, таких как диффузия фотовозбужденных носителей заряда, перенос тепла в приповерхностном слое и др.

Поясним этот эффект на примере, относящемся к одной из перспективных областей применения БСОМ – исследованию фотолюминесценции полупроводниковых наноструктур. Задачей оператора

БСОМ является различие областей с характерными размерами $l \sim 10$ нм, отличающихся от окружающей матрицы по электронным или оптическим свойствам. Такими областями могут быть, например, квантовые точки – возникающие из-за флуктуаций толщины активного слоя или выращиваемые специальными методами наночастицы с типичной плотностью на поверхности $\sim 10^{10}$ см $^{-2}$. Создаваемые фотонами неравновесные носители образуют электрон-дырочные пары и рекомбинируют через время $\tau \sim 10^{-9}$ с, генерируя вторичное излучение. За это время они смещаются на расстояние $L_{dif} \approx (D\tau)^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии (такая зависимость L_{dif} от τ является общей для всех диффузионных процессов). Настроивая приемник излучения на частоту фотолюминесценции квантовых точек, можно получить их изображение в виде светлых пятен радиусом $R \approx L_{dif}$, выделяющихся на более темном фоне матрицы.

Чтобы оценить D и L_{dif} , используем соотношение Эйнштейна, связывающее коэффициент диффузии носителей с их подвижностью μ : $D = \mu kT/e$, где k – постоянная Больцмана, T – температура, e – заряд электрона. Обычно исследования фотолюминесценции полупроводниковых наноструктур проводят при гелиевых температурах. Для наименее подвижных носителей – дырок при $T = 5$ К и характерных значениях $\tau = 1 \cdot 10^{-9}$ с, $\mu = 1 \cdot 10^3$ см 2 /В·с, находим $D = 0,4$ см 2 /с, $L_{dif} = 0,2$ мкм. Последняя величина на порядок превышает минимальный радиус светового пятна в апертурном БСОМ и характерный размер квантовых точек. В связи с этим полученное изображение воспроизводит искомое распределение наночастиц в существенно искаженном виде.

Принцип образования изображения поясняет рис. 30. При сборе фотонов линзой детектор, настроенный на частоту ω_{PL} фотолюминесценции, регистрирует свечение образца при всех положениях зонда, когда расстояние r между осью зонда и квантовой точкой удовлетворяет неравенству $r \leq a + L_{dif}$ (рис. 30а). В результате частица размером l превращается на изображении в круг диаметром $2(a + L_{dif})$. При $L_{dif} \gg l$ использование предельно узких зондов нецелесообразно, так как уменьшение радиуса a диафрагмы мало сказывается на видимом размере частицы. Лучшее пространственное разрешение дает схема, в которой зонд является одновременно источником и приемником фотонов (рис. 30б). Недостатком такой схемы является ослабление интенсивности сигнала из-за сложения потерь мощности при распространении излучения в прямом и обратном направлениях.

Рассеяние фотовозбужденных носителей на ионах кристаллической решетки сопровождается ее нагревом. Скорость распространения тепла из зоны возбуждения определяется коэффициентом температуропроводности a_T

$= \chi/\rho_m c_p$, где χ – теплопроводность образца, ρ_m – его плотность, c_p – теплоемкость. За время действия импульса длительностью τ_T нагреваемая область расширяется до радиуса, определяемого соотношением $L_T \approx (a_T \tau_T)^{1/2}$, по аналогии с формулой, связывающей длину и время диффузии.

Для широкого круга материалов (за исключением лучших теплоизоляторов) $a_T \geq 10^{-2}$ см²/с, а значит, в тех случаях, когда необходимо сжать зону светового воздействия до размеров $\sim 0,1$ мкм, возбуждение должно носить импульсный характер с длительностью импульса $\tau < (0,1\text{мкм})^2 / (0,01\text{см}^2/\text{с}) \sim 10^{-8}$ с. Распространение тепла можно рассматривать как следствие диффузии фононов – тепловых колебаний решетки. Высокая скорость диффузии препятствует использованию БСОМ для записи информации с высокой плотностью путем прямого термического воздействия излучения на образец при длительности импульса, превышающей несколько наносекунд. Опыт показывает, что лучше подходят другие методы, например, вдавливание нагретого острия в термопластичный образец или создание холмиков на поверхности образца за счет переноса атомов с острия.

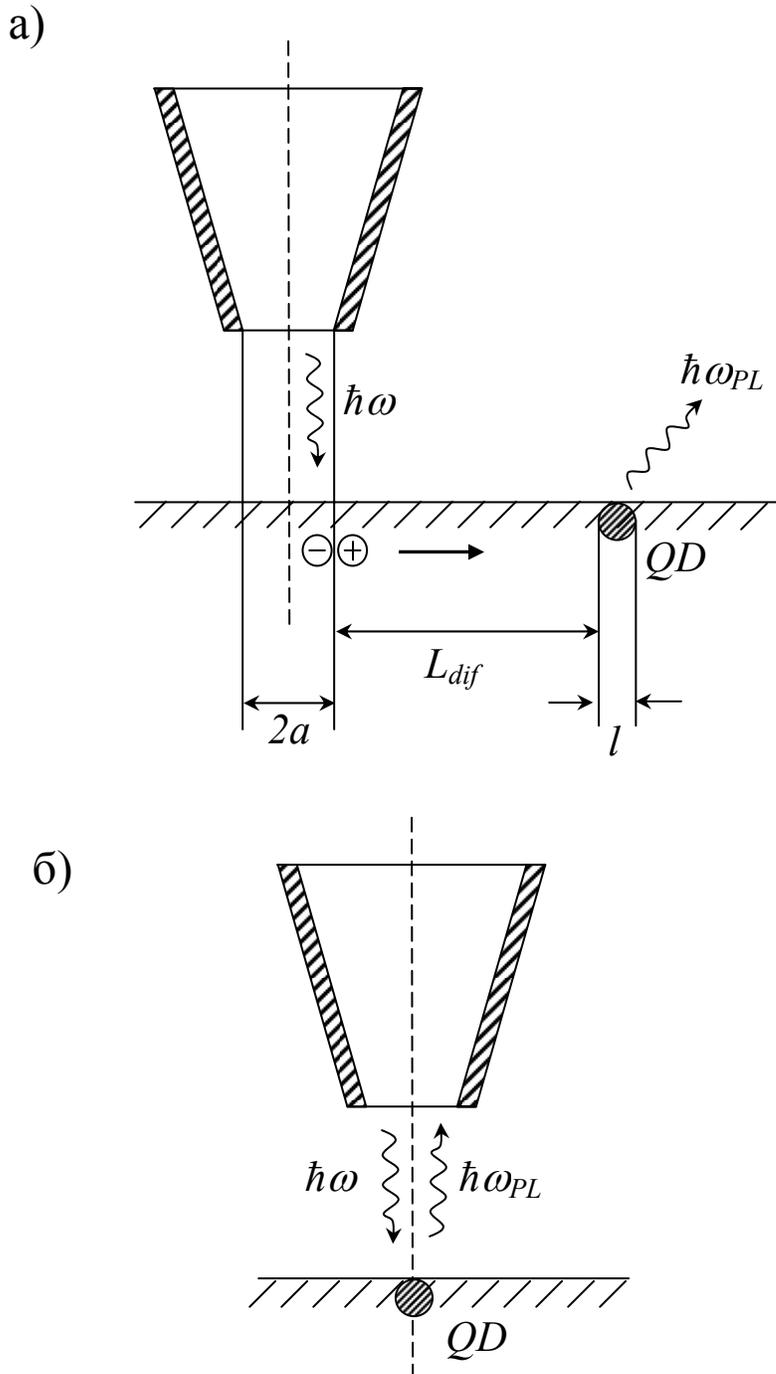


Рис. 30. Два способа наблюдения в БСОМ квантовой точки (QD). Излучение на частоте фотолуминесценции ω_{PL} собирается линзой с широкого участка образца (схема а) или зондом непосредственно над квантовой точкой (схема б). В случае (а) фотовозбужденные носители смещаются до рекомбинации на расстояние L_{dif} , что приводит к свечению QD при любом положении зонда в пределах круга радиусом $a+L_{dif}$.

7. Заключение

Хотя БПО относится к числу самых молодых разделов физики, она уже завоевала широкое признание. Помимо очевидного общенаучного интереса, развитие исследований стимулируется перспективой решения важных прикладных задач [25].

Одно из наиболее интересных направлений – целенаправленное воздействие сверхтонкого оптического зонда на избранные участки образца. Использование элементов БПО в уже известных методах модификации и анализа поверхности может существенно расширить возможности этих методов и дать новый толчок к их развитию. Так, в демонстрационных опытах, проведенных с помощью БСОМ, удалось в 20 раз повысить плотность записи информации на магнитооптических средах, тогда как многолетние предшествующие усилия сопровождались темпами роста в среднем на 60% в год. Введение образца в ближнее поле источника излучения при регистрации наведенного фототока позволило почти на порядок повысить точность локализации дефектов в полупроводниках по сравнению с используемыми ранее методами.

Большие надежды связывают с развитием высоколокального спектрального анализа. Оптическое зондирование квантовых гетероструктур позволило анализировать их энергетику на уровне, доступном ранее лишь для атомной физики. Перспективно привлечение спектральных методов БПО к выявлению флуоресцентных меток в биологических тканях и молекулах ДНК.

Широкое распространение БСОМ в течение ряда лет сдерживалось трудностью конкуренции с другими СЗМ, обладающими существенно лучшим разрешением. Сейчас стало очевидным, что БСОМ наиболее эффективен как часть комбинированного прибора, способного в зависимости от материала образца и типа зонда выполнять также функции АСМ, СТМ и др. Ценность такого прибора определяется в большей степени не резкостью оптического изображения, а важностью содержащейся в этом изображении дополнительной информации.

Мы рассмотрели физические явления, лежащие в основе механизма образования изображения в БСОМ и позволяющие реализовать "сверхразрешение". Не меньший интерес представляет и чисто техническая сторона проблемы. Очевидно, что задача перемещения зонда на высоте порядка 1 нм над образцом с одновременной регистрацией оптического сигнала не является тривиальной. Для ее решения предложены многочисленные варианты схем, отличающихся как конструктивными особенностями, так и принципом детектирования сигнала. Большое внимание

уделяется оптимизации оптических зондов с целью достижения высокой выходной мощности при малом размере зоны засветки. Значительные успехи достигнуты в разработке многоцелевых приборов, способных не только создавать изображение поверхности, но и решать задачи, относящиеся к записи и считыванию информации, нанолитографии, спектроскопии с высоким пространственным и временным разрешением и т.д. Эти вопросы заслуживают отдельного обсуждения.

Список литературы.

1. E.Synge. *Phil.Mag.*, **6**, 356-362, (1928)
2. D.W.Pohl, W.Denk, M.Lanz. *Appl.Phys.Lett.*, **44**, 651-654, (1984)
3. E.Betzig, J.K.Trautman. *Science*, **257**, 189-195, (1992)
4. E.Betzig, J.K.Trautman et al. *J.Appl.Phys.*, **73**, 5791-5797, (1993)
5. K.Dickmann, J.Jersch. *Laser und Optoelektronik*, **27**, 76-83, (1995)
6. R.Dunn. *Chem.Rev.*, **99**, 2891-2927, (1999)
7. R.Bachelot, P.Gleizes, A.C.Voccaro. *Appl.Opt.*, **36**, 2160-2170, (1997)
8. Дж.А.Стрэттон. Теория электромагнетизма. ГИТТЛ, М.-Л., (1948)
9. Г.С.Ландсберг. Оптика. "Наука", М., (1976)
10. Р.Спроул. Современная физика. ГИФМЛ, М., (1961)
11. М.Н.Либенсон, В.С.Макин, С.Д.Пудков. Поверхностные электромагнитные волны в оптике. Знание, Л., (1990)
12. R.C.Reddick, R.J.Warmack et al. *Rev.Sci.Instr.*, **61**, 3669-3773, (1990)
13. M.Specht, J.D.Pedarnig et al. *Phys.Rev.Lett.*, **68**, 476-479, (1992)
14. C.J.Bouwkamp. *Rep.Prog.Phys.*, **17**, 35-100, (1954)
15. D.W.Pohl, U.C.Fisher, U.T.Durig. *J.Microscopy*, **152**, 853-860, (1988)
16. E.Wolf, M.Nieto-Vesperinas. *J.Opt.Soc.Amer. A*, **2**, 886-889, (1985);
17. Дж.Гудмен. Введение в фурье-оптику. "Мир", М., (1970)
18. A.Roberts. *J.Appl.Phys.*, **65**, 2886-2889, (1989)
19. Г.С.Жданов. М.Н.Либенсон, Г.А.Марциновский. *Усп.физ.наук*, **168**, 801-804, (1998)
20. J.Tersoff, D.R.Hamann. *Phys.Rev.B*, **31**, 805-813, (1985)
21. G.S.Zhdanov. *Proc.SPIE*, **5506**, 206-214, (2004)
22. L.Novotny, D.W.Pohl, P.Regli. *J.Opt.Soc.Amer. A*, **11**, 1768-1779, (1994)
23. Г.С.Жданов. *Поверхность*, №7, 91-94, (1998)
24. Либенсон М.Н., Марциновский Г.А., *Поверхность*, 2000, № 11, С.80-83.
25. Zhu X., M.Ohtsu (eds.). *Near-Field Optics: Principles and Applications*. "World Sci.Publ.", Singapore, (1999)

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	3
1. Введение. История возникновения и развития ближнепольной оптики	4
2. Принцип действия и основные узлы БСОМ	5
3. Распространяющиеся и затухающие волны – две стороны физических явлений.....	12
3.1. Волновые процессы	12
3.2. Уравнения Максвелла. Электромагнитные волны	14
3.3 Физический смысл комплексного волнового вектора	18
3.4. Корпускулярно-волновой дуализм. Уравнение Шредингера. Волновая функция	21
3.5. Туннельный эффект	23
3.6. Туннелирование фотонов. Поверхностные электромагнитные волны ..	27
3.7. Структура поля в волноводах. Отсечка	31
3.8. Электромагнитное поле осциллятора	34
3.9. Прохождение света через малую диафрагму	39
3.10. Усиление электромагнитного поля у вершины зонда	43
3.11. Определение термина “ближнее поле”. Механизм переноса энергии в системе источник - зонд – детектор	46
4. Элементы фурье-оптики ближнего поля	49
4.1. Метод разложения по плоским волнам	49
4.2. Спектр пространственных частот шероховатой поверхности	52
4.3 Пары преобразований Фурье, часто встречающиеся в прикладной оптике	54
5. Пространственное разрешение оптических приборов. Преодоление дифракционного предела разрешения	58
5.1. Теория Аббе и критерий Рэля	58
5.2. Передаточная функция БСОМ	61
5.3. Предел разрешения и принцип неопределенности	68
5.4. Пространственное разрешение при туннелировании	69
6. Принципиальные и технические ограничения основных параметров БСОМ.....	76
6.1. Пространственное разрешение и контраст. Влияние поляризации света и оптических характеристик системы зонд-образец	76
6.2. Трудность разделения оптической и атомно-силовой составляющих сигнала.....	84
6.3. Потери мощности в оптическом зонде	87
6.4. Предельная чувствительность при различении малых частиц и спектральном анализе	95

6.5. Нагрев зонда	98
6.6. Расширение зоны светового воздействия из-за диффузионных процессов в образце	101
7. Заключение	105
Список литературы	106