

07

## Нанометровая модификация материала методом электродинамической локализации оптического излучения

© В.А. Козлов, С.В. Оболенский, М.А. Китаев

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

E-mail: obolensk@rf.unn.runnet.ru

Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

Поступило в Редакцию 24 июня 2001 г.

Предложен метод электродинамической локализации оптического излучения с помощью заостренных металлических объектов, позволяющий модифицировать материалы на размерах, существенно меньших длины волны излучения.

Традиционный путь уменьшения размеров элементов (например, в электронике) вплоть до нанометров, основанный на использовании обычных оптических принципов, требует соответствующего уменьшения длины волны излучения, чтобы она оставалась меньше размеров модифицируемого объекта. Последнее сопряжено с большими техническими трудностями и затратами. Предлагается использовать электродинамический способ локализации оптического излучения в областях, существенно меньших длины волны, аналогичный тому, который реализуется с помощью антенн.

В качестве металлического объекта, локализирующего оптическое излучение, был использован затвор GaAs полевого транзистора (ПТ) на основе структуры металл–полупроводник. Энергия квантов излучения неодимового лазера имела величину около 1.3 eV ( $1.06 \mu\text{m}$ ), т.е. была меньше ширины запрещенной зоны GaAs, что давало возможность облучать образцы не только с лицевой стороны, на которой были изготовлены приборы, но и с обратной стороны, т.е. через подложку. Сечение затвора [1] имело ромбическую форму ( $0.3 \times 0.5 \mu\text{m}$ ), при этом нижний угол ромба имел радиус закругления 15 nm. Размер затвора по третьей координате составлял от 50 до  $300 \mu\text{m}$ .

Оптическое поле в материале под затвором в случае, когда падение излучения происходит снизу, представимо в виде суммы полей

падающего и отраженного гранями клина излучения, а также полем, которое имеет характер цилиндрической волны, как бы излучаемой ребром клина. Сложение полей излучения вблизи ребра клина приводит к увеличению компоненты поля, перпендикулярной к металлической поверхности на размерах, определяемых размерами и формой острия, а не длиной волны.

В качестве моделей объекта, локализирующего излучение, рассматривались клин, образованный нижней поверхностью затвора, и сильно вытянутый эллипсоид, грубо аппроксимирующий форму затвора. При дифракции на клине поле лазерного излучения можно представить в следующем виде [2]:

$$V(r, \psi) = \frac{1}{2\gamma} \int_C e^{-ikr \cos \xi} \frac{d\xi}{1 - e^{-i\pi(\xi+\psi)/\gamma}}.$$

Путь интегрирования  $C$  в плоскости  $\xi$  состоит из двух петель, концы которых уходят на бесконечность,  $r$  и  $\psi$  — радиальная и азимутальная координаты. Ток в источнике, создающем цилиндрическую волну, пропорционален  $r^{-1/2}$ , т.е. имеет особенность при  $r \rightarrow 0$ , где  $r$  — расстояние до ребра клина [3,4]. Для случая закругленного клина естественно взять в качестве  $r$  радиус закругления. Описывая форму затвора вытянутым эллипсоидом, использовалось классическое решение Абрагама для этой электродинамической задачи (см. [5]), которое позволяло учесть резонансные свойства локализирующего излучения объекта, определяемые его геометрическими размерами.

Выше предполагалось, что металл идеальный и проникновения излучения внутрь него не происходит, однако при рассматриваемых размерах, порядка сотен нанометров, скин-слой имеет сопоставимую величину. Тем не менее резкая граница раздела между металлом затвора и полупроводником обеспечивает резкий перепад диэлектрических проницаемостей. При этом размеры области локального увеличения поля будут оставаться прежними, хотя величина поля в особой точке уменьшится. Для оценки величины скин-слоя использовалась формула для нормального скин-эффекта, поскольку за период колебаний поля электроны не успевают пройти всю длину свободного пробега, а частота излучения меньше плазменной [6]. Согласно экспериментальным данным [7], толщина скин-слоя в Au составляет величину около 24 nm.

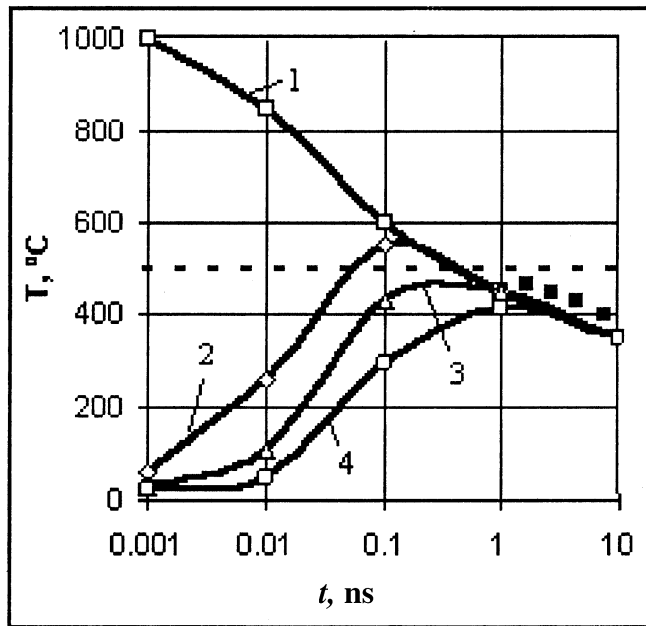
Предполагалось, что выделение тепла происходит в течение длительности лазерного импульса, локально вдоль оси цилиндра, соответствующего ребру клина, в области диаметром 15 nm, что сопоставимо с радиусом закругления клина. Характерные размеры области, в которой локализовано поле и требуемые для модификации длительности импульса, находились из решения уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах с осью цилиндра вдоль ребра клина.

Модификация материала при локальном выделении мощности происходит в условиях превышения некоторого порога, определяемого свойствами материала при квазиadiaбатически быстром выделении энергии, при котором потери тепла на растекание за счет теплопроводности малы. Первое условие определяет мощность источника излучения, а второе — накладывает ограничения на длительность лазерного импульса. Чем меньше модифицируемый объем, тем ограничения более жесткие, поскольку уменьшение размеров ведет к увеличению отношения площади поверхности к объему. Расчеты показывают, что при пороговом значении температуры образования дефектов, равном 500°C, модификация происходит в области с размерами порядка 60 nm. На рис. 1 приведена зависимость температуры модифицируемой области от времени для слоев, расположенных на различной глубине под острием затвора. В случае мгновенного выделения энергии на металлической поверхности клина время, в течение которого температура превышает выбранный порог модификации, имеет величину порядка 300 ps.

Для исследовательских целей были изготовлены полевые транзисторы на основе GaAs, с длиной затвора 10, 1, 0.5 и 0.25  $\mu\text{m}$ , последний имел V-образную форму [1]. Толщина металлизации затвора 0.5  $\mu\text{m}$ . Толщина подложки составляла для всех образцов 100  $\mu\text{m}$ . Расстояние между затвором и стоком (истоком) варьировалось от 1.5 до 3  $\mu\text{m}$ . Латеральные размеры металлизации стока и истока составляли 40  $\mu\text{m}$ .

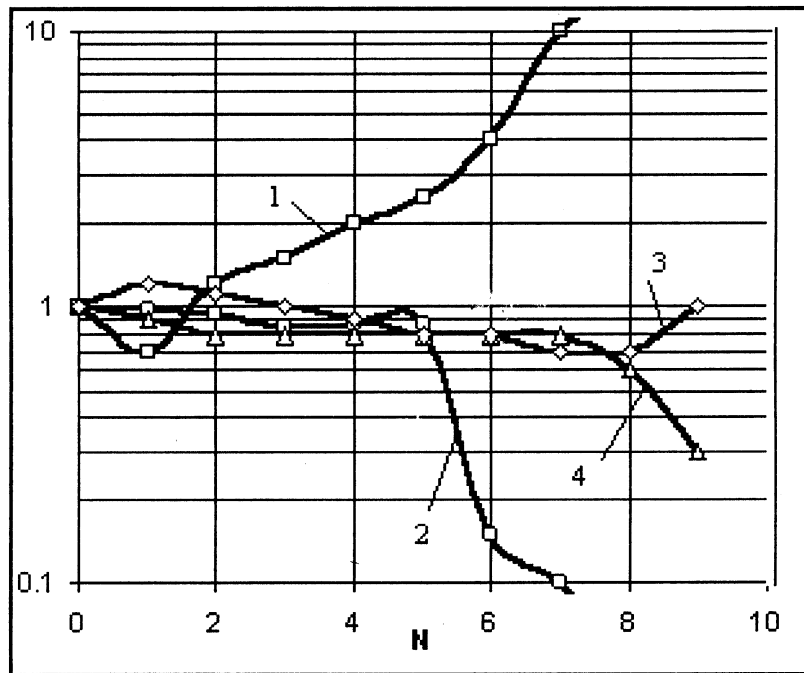
В качестве источника излучения использовался неодимовый лазер с энергией излучения 30 mJ за импульс в пятне диаметром 2 mm и длительностью импульса 5–10 ns (одиночный импульс). Неоднородность интенсивности излучения в пятне — 200%. Образцы облучались лазерными импульсами с контролем статических вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик после каждого облучения.

**1. Транзисторы с длиной затвора больше и порядка длины волны излучения.** Изучение действия лазерного облучения на ПТ с длиной затвора от 10 до 0.5  $\mu\text{m}$  при облучении структуры с лицевой и



**Рис. 1.** Зависимость температуры модифицируемой области от времени: 1 — на острье затвора, 2 — на расстоянии 45 nm от острья, 3 — 75 nm, 4 — 105 nm. Пунктиром показан порог модификации материала. Черные квадраты — эксперимент.

обратной стороны показало, что деградация характеристик подобна друг другу. Это объясняется малым коэффициентом поглощения излучения в GaAs и плавной структурой оптического поля, которое меняется на масштабах, сравнимых с длиной волны. Изменение характеристик связано с термостимулированной диффузией атомов на расстояния, сравнимые с толщиной канала ПТ, а также с захватом носителей заряда на термогенерированные ловушки, возникшие при лазерном облучении. Зависимость скорости изменения характеристик транзисторов от мощности излучения имеет пороговый характер. При уменьшении мощности излучения до 2 мВ за импульс характеристики ПТ в пределах точности измерений не изменялись.



**Рис. 2.** Относительные изменения параметров короткоканального полевого транзистора с V-образным затвором при облучении неодимовым лазером с обратной стороны (т.е. со стороны подложки): 1 — входное сопротивление, 2 — ток стока, 3 — напряжение пробоя затвор-сток, 4 — напряжение пробоя сток-исток.

Решение уравнения теплопроводности выявило наличие двух характерных временных интервалов, связанных с распространением полученного тепла. За время длительности импульса 10 ns металлические контакты разогреваются до температур порядка 800–1000°С, затем образец остывает до 100°С за время порядка 1  $\mu$ s.

Для улучшения теплоотвода от кристалла использовали глицерин, который обладает достаточными изолирующими свойствами и не ухудшает работы транзистора. Как показывают эксперименты, в случае когда теплоотвод осуществлялся от стороны пластины, на которой

были размещены транзисторы, а облучение проводилось с подложечной стороны, изменения параметров прибора отсутствовали, что объясняется быстрым отводом тепла через тонкий слой металлизации контактов ПТ.

**2. Транзисторы с эффективной длиной затвора меньше длины волны излучения.** В отличие от длинноканальных ПТ лазерное облучение короткоканальных транзисторов с V-образным затвором с лицевой и обратной стороны приводит к различным эффектам. При лицевом облучении характеристики прибора практически не менялись в пределах серии из 10 лазерных импульсов, в то время как при облучении с обратной стороны происходила существенная деградация характеристик транзистора после 4–6 импульсов (рис. 2). Это свидетельствует о том, что острие затвора играет роль своеобразного концентратора поля лазерного излучения в рабочей области канала. При облучении с лицевой стороны концентрации излучения не происходит и его воздействие существенно слабее.

Для подтверждения локальности разогрева материала под действием оптического излучения проводились эксперименты, в которых варьировались величины теплоотвода от лицевой поверхности ПТ при их облучении с обратной стороны. При улучшении теплоотвода от лицевой поверхности с помощью глицерина эффект модификации все равно наблюдался, что свидетельствует о квазиadiaбатическом характере процессов, вызывающих изменение характеристик ПТ.

Анализ вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик показал, что модифицированная область располагалась под затвором и имела размеры не более 100 nm, а сопротивление более глубоких слоев не изменялось. По зависимости тока стока от времени, измеренной непосредственно в момент облучения, удалось оценить временную зависимость температуры канала ПТ, которая коррелировала с результатами расчетов (рис. 1).

Проведенные эксперименты свидетельствуют о том, что возможна локальная модификация свойств материалов за счет концентрации поля лазерного излучения в заданном месте с помощью заостренных металлических объектов.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТП "Физика твердотельных наноструктур" (№ 99–1142) и гранта SfP-973799.

## Список литературы

- [1] Оболенский С.В., Китаев М.А. // ПЖТФ. 2000. Т. 26. В. 10. С. 13–16.
- [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 475 с.
- [3] Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.Э. Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 283 с.
- [4] Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. М.: Мир, 1978. 428 с.
- [5] Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. М.: Наука, 1972. 384 с.
- [6] Гинзбург В.Л., Мотулевич Г.П. // УФН. 1955. Т. 55. № 3. С. 469–473.
- [7] *Handbook of optical constants of solids* / Ed. by E. Palik. Academic press, 1985. 687 с.