

- [10] Молоцкий М.И. - Изв. СО АН СССР, серия химическая, 1983, № 12(372), в. 5, с. 30-40.
- [11] Frölich F., Seifert P. - Cryst. Lattice Defects, 1971, v. 2, N 4, p. 239-242.
- [12] Закревский В.А., Шульдинер А.В. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 3, с. 139-144.

Поступило в Редакцию  
1 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

РАЗДЕЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕН ЖИЗНИ  
НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК  
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

А.Б. Федорцов, Ю.В. Чуркин

Время жизни носителей тока является одним из основных физических параметров полупроводника, определяющих работу ряда полупроводниковых приборов. В связи с неотработанностью технологии изготовления электрических контактов к новым полупроводниковым материалам и в связи с тем, что сам процесс изготовления контактов может изменять величину времени жизни, а также из-за того, что существует необходимость контроля этого параметра в процессе изготовления полупроводниковых приборов, в последнее время интенсивно развиваются бесконтактные (прежде всего оптические) методы контроля времени жизни [1, 2]. Предложенный в [2] метод позволяет проводить измерения на достаточно тонких плоскопараллельных образцах, он позволяет определить времена жизни неравновесных электронов  $\tau_n$  и неравновесных дырок  $\tau_p$  в случае их равенства или в случае сильного неравенства величин  $\tau_n$  и  $\tau_p$ .

Ниже предлагается интерференционный метод одновременного определения величин  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , не требующий предварительных предположений об их соотношении. Как и в работе [2], образцы должны быть плоскопараллельными. Это требование выполнить довольно несложно. В частности, ему удовлетворяют не только полированные пластинки, используемые для производства интегральных микросхем, но даже шлифованные образцы в случае использования в качестве оптического зонда достаточно длинноволнового излучения. Более подробно требования к геометрии образцов сформулированы в [3, 4]. Аналогично работе [2] через образец пропускается зондирующий монохроматический луч инфракрасного лазера, на длине волны которого  $\lambda_3$  образец прозрачен (см. рисунок). Интенсивность прошедшего через образец монохроматического зондирующего луча измеряется фотоприемником. Кроме того, зондируемая область образ-

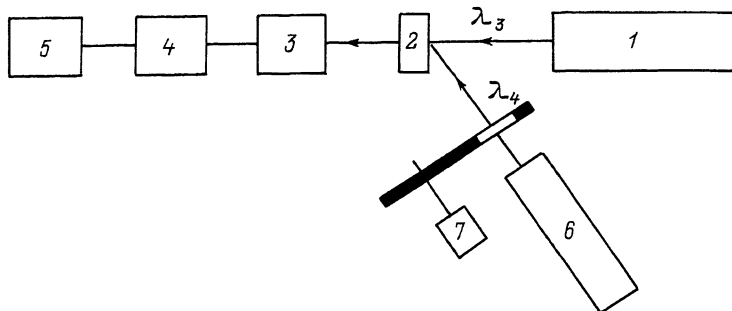


Схема экспериментальной установки. 1 - зондирующий стабилизированный  $\text{CO}_2$ -лазер ЛГ-23, 2 - исследуемый образец, 3 - фотоприемник МГ-30, 4 - селективный усилитель У2-8, 5 - синхронный детектор В9-2, 6 -  $\text{He-Ne}$ -лазер накачки ЛГ-126, 7 - механический обтюратор.

на освещается оптическим инжектором - источником света с длиной волны  $\lambda_n$ , соответствующей основной или примесной полосе поглощения исследуемого полупроводника. Луч инжектора модулируется, что вызывает модуляцию концентрации неравновесных носителей тока в образце. При этом возникает переменная составляющая интенсивности зондирующего лазерного луча, которая измеряется фотоприемником. Амплитудное значение этой переменной составляющей  $\Delta I$  является основным информационным параметром в предлагаемом методе. Так как измерение  $\Delta I$  в абсолютных величинах метрологически сложно, то можно тем же измерительным трактом определить интенсивность зондирующего лазерного луча, прошедшего через образец в отсутствие его засветки инжектором, и в дальнейшем оперировать с относительной величиной - коэффициентом модуляции  $M = \Delta I / I_0$ . Если частота прерывания света инжектора не слишком велика, то величина  $M$  определяется выражением:

$$M = \left[ T'_v (\sigma_p \tau_p + \sigma_n \tau_n) + T'_s \frac{e^2 \lambda_n}{2\pi \epsilon_0 n c^2} \left( \frac{\tau_p}{m_p} + \frac{\tau_n}{m_n} \right) \right] l, \quad (1)$$

где:  $T$  - коэффициент пропускания зондирующего излучения граниами образца,  $T'_v$  и  $T'_s$  - его производные;  $\delta = 4\pi n d / \lambda_n \cdot \cos \varphi_2$  - фазовый угол в образце;  $v = e^{-\alpha l}$ , а  $\alpha$  - коэффициент поглощения образцом зондирующего излучения;  $l$  - толщина образца;  $\varphi_2$  - угол преломления зондирующего света в образце;  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  - сечения поглощения зондирующего излучения электронами и дырками соответственно;  $n$  - показатель преломления полупроводника;  $e$  - заряд электрона;  $\epsilon_0$  - универсальная диэлектрическая постоянная;  $c$  - скорость света в вакууме;  $m_n$  и  $m_p$  - эффективные массы электронов и дырок соответственно;  $l$  - количество квантов света инжектора, фотоактивно поглощенных в полупроводнике в единицу времени на единицу облучаемой площади.

Это выражение справедливо при не слишком больших неравновесных концентрациях носителей тока порядка  $\Delta N \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае участок функции Эйри, описывающей пропускание  $T$  зондирующего излучения образом [5], можно аппроксимировать отрезком прямой. Из (1) видно, что измеренная величина  $M$  линейно зависит от двух неизвестных  $\tau_n$  и  $\tau_p$ . Коэффициенты при этих неизвестных содержат физические константы и известные из условий опыта величины  $L$ ,  $\lambda_3$  и  $T'_\delta$ ,  $T'_\delta$ , а также параметры исследуемого полупроводника  $m_n^*$ ,  $m_p^*$  и  $n$ , которые должны быть заданы. Так как  $T'_\delta$  и  $T'_\delta$  изменяются в зависимости от фазового угла  $\delta$  по разным законам, то, измерив  $M$  при двух разных значениях  $\delta$ , получим систему двух линейных уравнений с двумя неизвестными  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , которая легко разрешается. Наиболее удобным как для проведения опыта, так и для вычислений, является проведение этих измерений в точке интерференционного максимума функции Эйри, где  $T'_\delta = 0$ , а также при значении пропускания образца  $T = 0.5$  и при знаке модуляции, связанной с изменением показателя поглощения, противоположном знаку модуляции, связанной с изменением показателя преломления. Изменения фазового угла  $\delta$  зондирующего луча в образце можно достичь либо изменением угла наклона образца по отношению к зондирующему лучу, либо его перемещением относительно этого луча (из-за некоторого различия в толщине образца по его площади).

Для опытной проверки предложенного метода была собрана установка, в которой оптическим зондом служил лазер на углекислом газе, специально стабилизированный по интенсивности и длине волны ( $\lambda_3 = 10.6 \text{ мкм}$ ). Прошедшее через образец излучение зонда регистрировалось пироэлектрическим фотоприемником МГ-30 с резонансным усилителем У2-8 и синхродетектором В 9-2. Оптическим инжектором для возбуждения неравновесных носителей тока служил He-Ne-лазер ЛГ-126 ( $\lambda_2 = 1.15 \text{ мкм}$ ), излучение которого модулировалось механически с частотой 800 Гц. Образцами служили кристаллы Ge, легированного сурьмой ( $\rho = 0.16 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ) и компенсированного затем медью ( $N_{Cu} \approx 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ). Образцы закреплялись в держателе, допускавшем возможность изменения угла падения зондирующего луча на образец. Измерения проводились при двух значениях этого угла, соответствующих  $T'_\delta = 0$  и  $T = 0.5$ . Из измеренных значений модуляции зондирующего излучения было проведено указанным выше способом вычисление величин  $\tau_n$  и  $\tau_p$ , которые составили  $\tau_n = 0.8 \text{ мкс}$  и  $\tau_p = 0.2 \text{ мкс}$ . Те же величины, рассчитанные по статистике Шокли-Рида [6], оказались равными  $\tau_n = 0.9 \text{ мкс}$  и  $\tau_p = 0.25 \text{ мкс}$ . Как видно, сравнение полученных результатов дает хорошее согласие, что свидетельствует о правильности предложенного метода.

Достоинствами предлагаемого метода (кроме главного - возможности отдельного определения  $\tau_n$  и  $\tau_p$ ) являются по сравнению с [2] отсутствие в установке дефицитного и дорогого малоинерционного фотоприемника зондирующего излучения и возможность проведения измерений при меньших уровнях инжекции из-за узкой полосы

пропускания фотоприемного тракта. Очевидно, интерференционный метод может быть применен для определения времен жизни неравно-  
весных электронов и дырок не только в полупроводниках, но и в ди-  
электриках.

### Л и т е р а т у р а

- [1] А м и р о в Ю.Я., Д а н и л е в с к и й А.Н., Ч е л н о -  
к о в В.Е. - ФТП, 1976, т. 10, в. 10, с. 1986-1989.
- [2] К у р б а т о в Л.Н., О в ч и н н и к о в И.М., С о р о -  
к о - Н э в и ц к и й Н.В. - УФЖ, 1985, т. 30, № 6, с. 920-  
924.
- [3] Ф е д о р ц о в А.Б., Ч у р к и н Ю.В., Ш а л ы г и н В.А.,  
Ш т у р б и н А.В. - Деп. ВИНТИ № 1456-В87.
- [4] Ф е д о р ц о в А.Б., Ч у р к и н Ю.В. - Деп. ВИНТИ  
№ 1457-В87.
- [5] К а л и т е е в с к и й Н.И. Волновая оптика, М.: Физматгиз,  
1971.
- [6] Р ы в к и н С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводни-  
ках, М.: Физматгиз, 1963.

Северо-Западный политехнический  
институт, Ленинград

Поступило в Редакцию  
23 ноября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

### ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ $\lambda = 2.94$ МКМ С ТОНКИМ СЛОЕМ ЖИДКОЙ ВОДЫ

К.Л. В о д о п ь я н о в, М.Е. К а р а с е в,  
Л.А. К у л е в с к и й, А.В. Л у к а ш е в,  
Г.Р. Т о к е р

Особенностью взаимодействия ЭЛ с жидкой водой является сов-  
падение частоты излучения лазера с центром полосы валентных ко-  
лебаний гидроксильных групп воды с высоким коэффициентом погло-  
щения  $\alpha = 1.3 \cdot 10^4$  см<sup>-1</sup>. Это позволяет легко достигать энерго-  
вклад до  $10^3$  Дж/см<sup>3</sup> в тонкий слой жидкости. При поглощении  
излучения ЭЛ водой наблюдается эффект просветления [1] и пиро-  
электрическим датчиком зарегистрирована генерация субнаносекунд-  
ного звука [2]. В данной работе теневыми и интерференционно-го-  
лографическими (ТИГ) методами исследовалась динамика взаимодей-  
ствия излучения ЭЛ с тонким слоем воды.

Толстостенная кварцевая кювета с толщиной слоя воды  $D =$   
 $= 5$  мкм облучалась импульсами ЭЛ с параметрами: энергия в  
ТЕМ<sub>00</sub> моде 5-7 мДж, длительность импульса  $\tau_p = 100$  нс (по  
уровню 1/2), интенсивность излучения на границе кварц-жидкость