

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

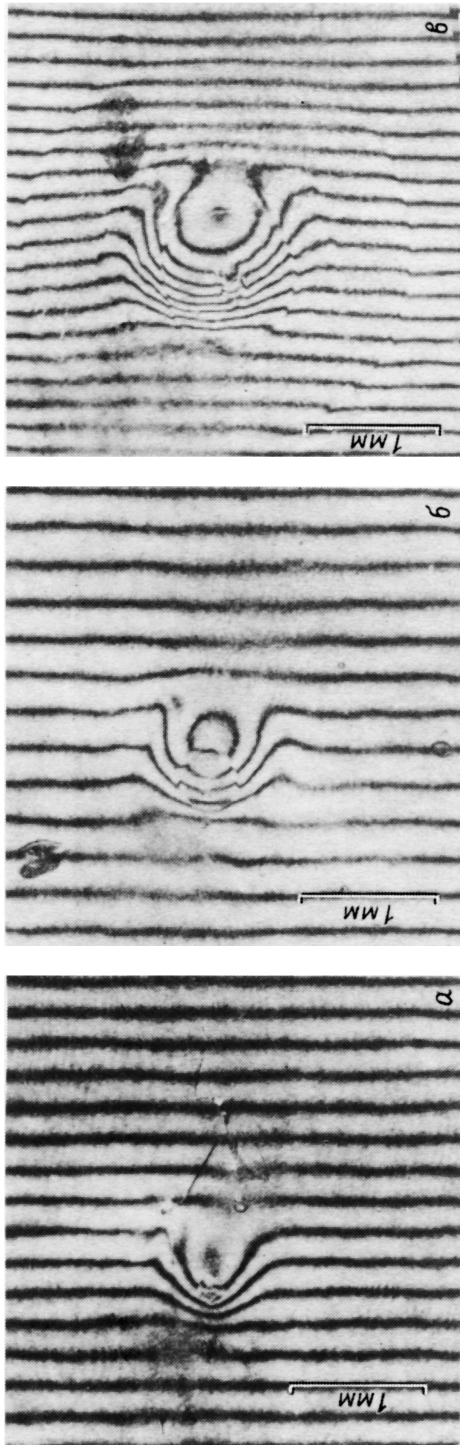


Рис. 1. Интерферограммы кюветы с водой. Сдвиг на одну полосу влево соответствует уменьшению показателя преломления на 0,1: а)  $\tau_d = 40$  нс, б)  $\tau_d = 80$  нс, в)  $\tau_d = 400$  нс.

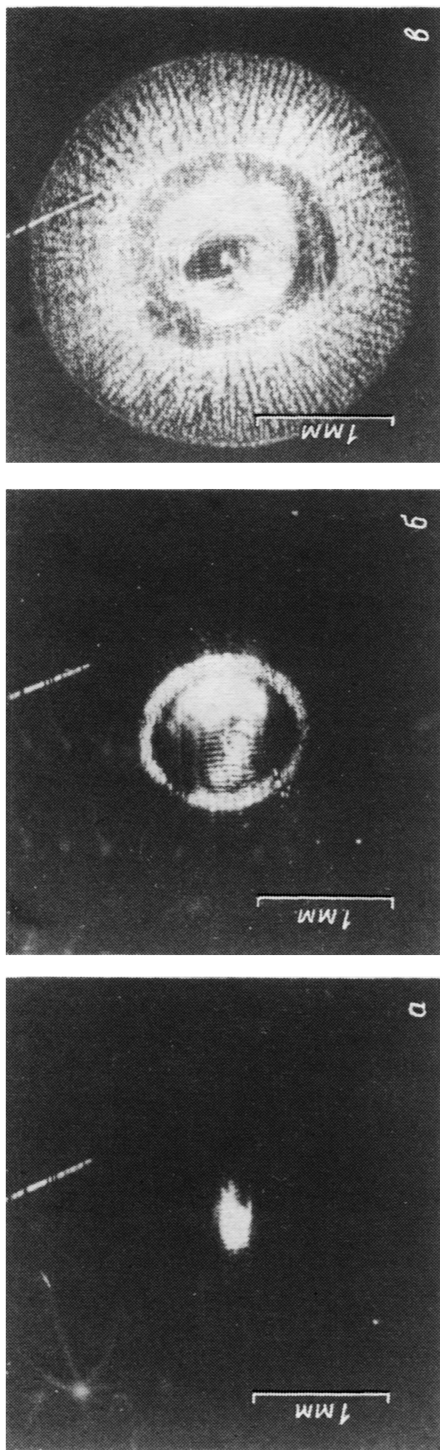


Рис. 2. Тенеграммы кюветы с водой: а)  $\tau_{\text{д}} = 40$  нс, б)  $\tau_{\text{д}} = 80$  нс, в)  $\tau_{\text{д}} = 440$  нс.

$I_L = 45 \text{ МВт/см}^2$ , площадь лазерного пятна  $S = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ . Энерговклад в воду достигал  $10 \text{ кДж/см}^3$ . В качестве диагностирующего светового импульса (ДИ) использовалось излучение второй гармоники неодимового лазера ( $\lambda_p = 0.53 \text{ мкм}$ ) длительностью  $10 \text{ нс}$ , синхронизованное с импульсом ЭЛ с точностью  $10 \text{ нс}$  и зондирующее область взаимодействия в аксиальном направлении. Диапазон задержек  $\tau_d$  от  $-500$  до  $1 \text{ мс}$  по отношению к максимуму интенсивности ЭЛ, диаметр поля визуализации  $8 \text{ мм}$ . В эксперименте были получены серии тенеграм и голограмм при различных задержках ДИ. Хорошая воспроизводимость экспериментальных данных при одинаковых задержках позволила расположить кадры от различных лазерных импульсов в правильной временной последовательности (рис. 1 и 2).

Анализ восстановленных интерферограмм показывает, что в центре лазерной каустики при  $\tau_d = -30 \text{ нс}$  появляется фазовый объект, при  $\tau_d = 60 \text{ нс}$  его характерные размеры достигают диаметра фокусировки. Сдвиг фазы соответствует только уменьшению оптической длины ( $L = \int n(z) dz$ ) в области каустики и достигает в ее центре сдвига ( $K = \Delta L / \lambda_p$ ) 3 полосы (рис. 1, а). На тенеграмме в этот момент видно пятно засветки (рис. 2, а), связанное с нарушением фокусировки на нож Фуко в оптической схеме, ввиду образования в кювете рассеивающей фазовой линзы. При этом наблюдается просветление воды: пропускание кюветы увеличивается с  $1.5 \cdot 10^{-3}$  до  $10^{-1}$ .

Хотя чувствительность ТИГ методов была достаточной для визуализации изменения показателя преломления (ИПП) кварца  $\sim 5 \cdot 10^{-4}$  за время импульса ЭЛ, звуковой волны в кварце обнаружено не было, поэтому в первом приближении можно пренебречь ИПП кварца. Отсутствие областей с увеличенной оптической длиной указывает на отсутствие выноса массы из каустики и изменения плотности жидкости в ней. Таким образом, изменение оптической длины в кювете связано с ИПП воды ( $\Delta n = -0.3$ ) при  $\rho \neq \text{const}$ .

При возбуждении валентных колебаний гидроксильных групп в воде происходит быстрая релаксация ( $\sim 10^{-11} \text{ с}$  [3]) в другие степени свободы (нагрев, диссоциация, ионизация, изменение структуры вещества и т.д.). Феноменологическое объяснение уменьшения показателя преломления воды может быть дано следующим образом.

Известна формула для ИПП воды с учетом влияния температуры [4]:

$$\Delta n = 0.334 \left( \frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right) + \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho (T - 273) \frac{\rho}{\rho_0},$$

$$\text{где } \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_\rho = -1.9 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-1}.$$

Оценку температуры можно сделать, зная  $c_V$  в широком диапазоне температур. Для воды при  $T > 900 \text{ К}$  и  $\frac{\rho}{\rho_0} \sim 1$  молярную теплоемкость можно представить в следующем виде [5]:  $c_V \approx 4R + \sum_i c_i$ ,  $\sum_i c_i = R \cdot \sum_{i=1}^3 \left( \frac{T_i}{T} \right)^2 \exp\left(-\frac{T_i}{T}\right) / \left(1 - \exp\left(-\frac{T_i}{T}\right)\right)^2$ ,



где  $T_i$  — температура колебательных квантов пара  $T_i = 2295, 5260, 5400$  К. При энерговыкладе  $\sim 10$  кДж/см<sup>3</sup> оценка дает  $T \sim 3500$  К. За время  $\tau_e$  тепло не успевает выйти за пределы лазерной каустики ( $\sqrt{\chi \tau_e} \sim 10^{-5}$  см, где  $\chi$  — температуропроводность). Для объяснения ИПП воды в этом случае необходимо предположить зависимость  $\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho$  от температуры. Представляя в простейшем виде  $\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_T = \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho (1 + \beta \Delta T)$ , находим  $\beta = 9.4 \times 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>. Полученное значение  $\beta$  не противоречит экспериментальным данным о постоянстве  $\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_\rho$  в диапазоне от 275 до 368 К [6]. Изменяя энерговыклад, можно определить точный вид этой зависимости, однако микроскопический механизм столь значительного уменьшения показателя преломления остается не выясненным.

При  $\tau_d \sim 60-70$  нс в кювете образуются: по краю лазерной каустики область уплотнения, а в центре — парогазовый пузырь (рис. 1, б и 2, б). Области уплотнения на тенеграмме соответствует светлое кольцо. С течением времени внешняя граница области расширяется. При  $\tau_d = 400$  нс передний фронт волны уплотнения опрокидывается, приводя к разрыву плотности на фронте (рис. 1, в). Геометрия эксперимента  $\frac{D}{c_s} < \tau_e$  и  $R > w$  ( $c_s$  — скорость звука в среде,  $R$  — радиус ударной волны,  $w$  — характерный размер каустики) определяет цилиндрическую симметрию возникающей УВ, скорость распространения 2.4 км/с. По значению скорости и изменению плотности, полученной из интерферограмм, можно определить давление в УВ. В нашем случае  $p_{sh} = 12$  кбар, что примерно совпадает с расчетами по ударным адиабатам [7]. Интенсивность УВ  $I_{sh} = 40$  МВт/см<sup>2</sup>, коэффициент преобразования  $\eta = \frac{I_{sh}}{I_0} = 0.9$ . На тенеграмме (рис. 2, в) кроме сформированного фронта УВ наблюдается образование радиальной структуры за фронтом УВ ввиду периодического изменения плотности по полярному углу. По-видимому, такая структура связана с развитием неустойчивости и турбулизацией течения за фронтом УВ.

При сосредоточенном энерговыкладе формирование УВ происходит за время  $\tau \sim \frac{w}{c_s}$ . В отличие от известных экспериментов по лазерному возбуждению УВ в жидкости, при использовании ЭЛ за счет огромного поглощения нет необходимости острой фокусировки излучения в воду. Это увеличивает время формирования УВ и в сочетании с короткими ДИ позволяет визуализировать этот процесс. Наличие в кювете стенок с высоким акустическим импедансом приводит к практически полному преобразованию лазерного излучения в УВ.

Исследование взаимодействия трехмикронного лазерного излучения с гидроокислсодержащими жидкостями представляет несомненный практический интерес [8]. Проведенные исследования показали, что при этом наблюдаются физические процессы, заслуживающие дальнейшего экспериментального и теоретического изучения.

- [1] В о д о п ь я н о в К.Л., К у л е в с к и й Л.А., П а ш и н и н П.П., П р о х о р о в А.М. - ЖЭТФ, 1982, т. 82, с. 1820-1823.
- [2] В о д о п ь я н о в К.Л., К у л е в с к и й Л.А., М и х а л е в и ч В.Г., Р о д и н А.М. - ЖЭТФ, 1986, т. 91, с. 114-120.
- [3] Э й з е н б е р г Д., К а у ц м а н В. Структура и свойства воды / Пер. с англ. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 273 с.
- [4] З е л ь д о в и ч Я.Б., К о р м е р С.Б., С и н и ц ы н М.В., Ю ш к о К.Б. - ДАН, 1961, т. 138, с. 1333-1336.
- [5] К у з н е ц о в Н.М. - ПМТФ, 1961, т. 1, с. 112-120.
- [6] Е р о х и н А.И., М о р а ч е в с к и й Н.В., Ф а й з у л о в Ф.С. Препринт ФИАН № 122 М., 1977. 29 с.
- [7] R i s e M., W a l s h J. - J. Chem. Phys., 1957, v. 26, p. 824-830.
- [8] W o l b a r s h t M. - IEEE J. QE-20, 1984, p. 1427-1432.

Институт общей физики  
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию  
12 октября 1987 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 4

26 февраля 1988 г.

## МЕТАСТАБИЛЬНОСТЬ ФОТОЭМИССИИ ИЗ ПОЛУПРОВОДНИКОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СРОДСТВОМ К ЭЛЕКТРОНУ

Н.Т. Б а г р а е в

В сильнолегированных полупроводниках р-типа, поверхность которых активирована цезием и кислородом, энергетический уровень выхода электронов в вакуум может находиться ниже дна зоны проводимости, что автоматически приводит к реализации отрицательного сродства к электрону (ОЭС) [1]. Данная система интенсивно используется в качестве эффективного источника электронов в различных полупроводниковых приборах для получения пучков поляризованных электронов, которые применяются в разных областях физики высоких энергий, молекулярной физики и физики поверхности [1-3]. Изучение фотоэмиссии из полупроводников с ОЭС обеспечивает получение информации о свойствах объема и поверхности кристаллов, пленок и двумерных слоев, а также - о структуре зоны проводимости [2, 3]. Важным вопросом остается изучение влияния структурных дефектов на условия транспорта фотовозбужденных электронов и пиннинг уровня Ферми вблизи поверхности (рис. 1,а) [4], которые определяют эффективность эмиссии из полупроводников