

Субнаносекундный оптоакустический отклик германия в постоянном электрическом поле

Н.В.Чигарев*, Д.Ю.Паращук**

Исследован оптоакустический отклик тонкой пластины кристаллического германия с временным разрешением ~ 100 пс. Обнаружено временное смещение акустического видеоимпульса ~ 200 пс в постоянном электрическом поле с напряженностью ~ 100 В/см. Обсуждаются механизмы обнаруженного эффекта.

Ключевые слова: пикосекундная оптоакустика, полупроводники, фотоиндуцированные эффекты.

1. Введение

Фотогенерация высокочастотных звуковых импульсов в полупроводниках привлекает внимание исследователей с момента создания лазеров [1]. Широко известен универсальный термоупругий механизм возбуждения звука в полупроводниках, металлах и других конденсированных средах [2]. В полупроводниках, кроме термоупругого, работает электронно-деформационный механизм генерации звука [3], связанный с возбуждением плазмы свободных носителей заряда. Пространственно-временная динамика последней определяет временной профиль акустического импульса.

Эффективность электронно-деформационного механизма прямо пропорциональна константе потенциала электронно-решеточного взаимодействия кристалла. При умеренных энергиях возбуждения полупроводника электронно-деформационный механизм в кремнии и германии примерно на порядок эффективнее термоупругого как при наносекундном [2, 3], так и при пикосекундном [4] возбуждении. Кроме того, при электронно-деформационной генерации звука возможны дополнительные каналы уменьшения длительности в случае нелинейной комбинации электронно-дырочной плазмы (ЭДП).

Недавно электронно-деформационный механизм оптоакустического отклика был исследован нами в германии с пикосекундным временным разрешением [4]. При этом удалось получить информацию о характере релаксации ЭДП, определить коэффициенты диффузии и электронно-фононного взаимодействия в германии. Для детектирования продольных акустических импульсов применялся дефлекционный метод возбуждение – зондирование [4], в котором измеряемый сигнал пропорционален углу наклона поверхности в области выхода акустического импульса из объема образца на поверхность.

Задачей данной работы было исследование фотогене-

рации акустического импульса в германии при приложении к образцу внешнего постоянного электрического поля. Интерес к такому режиму фотовозбуждения звука связан с возможностью управления движением ЭДП вблизи поверхности и возможностью уменьшения длительности генерируемого акустического импульса [5].

2. Образец и метод измерений

В качестве образца в оптоакустическом эксперименте применялась плоскопараллельная пластина монокристаллического германия. Выбор германия был обусловлен тем, что он является хорошо изученным полупроводником и доступен в виде высококачественных монокристаллов. Толщина пластины, ориентированной в направлении [111], составляла ~ 60 мкм. Обе поверхности были отполированы с оптической точностью. Electroды, к которым прикладывалось постоянное электрическое поле, представляли собой контактную пасту, нанесенную на противоположные стороны пластины (рис.1) на расстоянии ~ 1 мм друг от друга. Постоянное электрическое поле $E_0 \sim 100$ В/см прикладывалось от стабилизированного регулируемого источника постоянного напряжения. Как следует из геометрии электродов, преобладала компонента поля E_0 , направленная параллельно граням образца. Через образец протекал постоянный электрический ток ~ 10 мА.

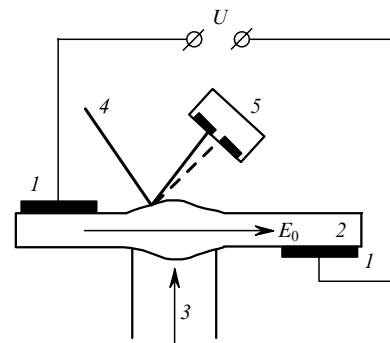


Рис.1. Схема возбуждения и зондирования акустического импульса в пластине кристаллического германия: 1 – электроды; 2 – пластина германия; 3 – пучок возбуждения; 4 – пучок зондирования; 5 – позиционно-чувствительный детектор.

*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: chigarev@polys1.phys.msu.ru

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: paras@polys1.phys.msu.ru

Малая фотоиндуцированная деформация поверхности регистрировалась по углу наклона зондирующего лазерного пучка, отраженного от исследуемой области (рис.1). В эксперименте была реализована дефлекционная схема с возбуждением и зондированием импульса звука на противоположных гранях пластины (рис.2). Такая реализация позволила исключить эффект отклонения пробного пучка за счет оптического взаимодействия пучков возбуждения и зондирования на поверхности образца. В этом случае дефлекционный сигнал не связан с механическим смещением поверхности и является преобладающим при зондировании звукового воздействия вблизи области фотозондирования [6].

Система фоторегистрации представляла собой высокочувствительный радиочастотный синхронный детектор, регистрирующий относительные изменения фототока $\sim 10^{-7}$ [7]. Система включала в себя электрооптический модулятор МЛ-102 с модуляцией на частоте 6.2 МГц, позиционно-чувствительный кремниевый фотодетектор для регистрации малых смещений зондирующего пучка, выполненный на основе квадрантного фотодиода ФД-19, преобразователь частоты из радиодиапазона в диапазон звуковых частот, синхронный детектор SR510 и механический прерыватель, работающий на частоте ~ 800 Гц.

В качестве источника возбуждающего ($\lambda = 1064$ нм) и зондирующего ($\lambda = 532$ нм) излучений применялся квазинепрерывный лазер на гранате, излучающий последовательность импульсов длительностью ~ 100 пс, следующих с частотой 100 МГц. Средняя мощность возбуждающего и зондирующего пучков на поверхности образца составляла ~ 100 и 2 мВт соответственно. Оптическая линия задержки на угольном отражателе регулировалась в диапазоне 0–3 нс. Пучки возбуждения и зондирования фокусировались на поверхность образца линзами до диаметров ~ 20 и 10 мкм соответственно. Пространственное совмещение пучков осуществлялось по диафрагме диаметром ~ 10 мкм, выполненной из металлической фольги толщиной порядка толщины образца. По диафрагме проводилась предварительная настройка пространственного совмещения перетяжек пучков возбуждения и зондирования. Более точная настройка на максимальный градиент наклона поверхности осуществлялась по наблюдаемому сигналу. Перед фотодетектором располагался светофильтр СЗС-22, отсекающий излучение возбуждения и пропускающий пучок зондирования.

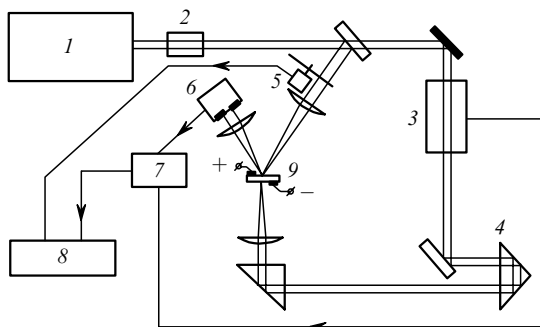


Рис.2. Схема эксперимента:

1 – пикосекундный лазер; 2 – удвоитель частоты; 3 – электрооптический модулятор; 4 – линия задержки; 5 – механический прерыватель; 6 – позиционно-чувствительный детектор; 7 – преобразователь частоты; 8 – синхронный детектор; 9 – исследуемый образец.

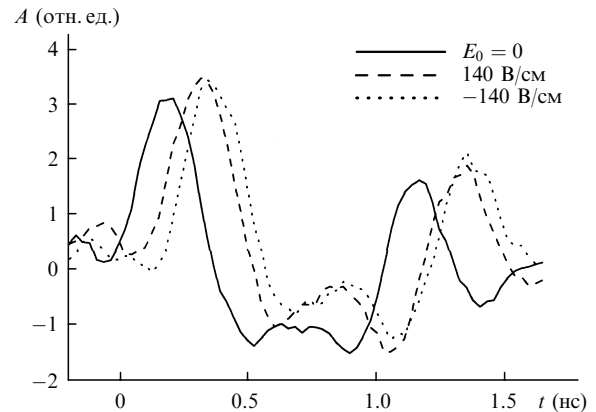


Рис.3. Профиль акустического импульса A в пластине германия при различных E_0 . Положение нуля на временной оси выбрано произвольно.

3. Результаты эксперимента

Акустический импульс возбуждался при поглощении лазерного импульса на поверхности пластины германия. Время распространения звука до противоположной грани пластины определялось ее толщиной l и скоростью продольной звуковой волны в направлении [111] в кристалле германия $c_s = 5.56 \times 10^5$ см/с [8] ($\tau_a = l/c_s \approx 10.8$ нс). Акустический импульс многократно отражался от границ пластина – воздух с коэффициентами отражения, близкими к единице, образуя эхо-сигналы, детектируемые в канале зондирования.

Регистрируемый по кросс-корреляционной методике профиль импульса воспроизводит временную динамику акустического видеоимпульса в германиевой пластине. Измеренный дефлекционный сигнал приведен на рис.3, он иллюстрирует интерференцию звука в пластине. На рис.3 (сплошная кривая) видны два эхо-сигнала, причем максимум первого по времени акустического импульса соответствует одному проходу через пластину.

При приложении к образцу постоянного электрического поля $E_0 \approx 140$ В/см (штриховая кривая) наблюдался сдвиг интерференционной картины примерно на 200 пс в сторону увеличения временной задержки. При изменении знака поля интерференционная картина сдвигалась в ту же сторону примерно на ту же величину (пунктир). В пределах точности измерений сдвиг сигнала зависел от приложенного поля линейно.

Поскольку через пластину протекал электрический ток, на регистрируемый акустический профиль могли оказывать влияние эффекты, связанные с нагревом образца. Их влияние было оценено в отдельном эксперименте, когда образец нагревался до температуры ~ 80 °С. При этом какие-либо видимые изменения формы или перемещения профиля акустического импульса отсутствовали.

4. Обсуждение

Таким образом, в проведенном оптоакустическом эксперименте был зарегистрирован временной сдвиг акустического импульса на ~ 200 пс при приложении к образцу относительно небольшого постоянного электрического поля. Были проанализированы различные механизмы этого сдвига, в том числе расширение пластины образца за счет тепла, выделяющегося при протекании

электрического тока через образец. Оценим тепловые эффекты подробнее, учитывая известные для германия температурные зависимости скорости звука, подвижности и коэффициента диффузии. Прежде всего заметим, что сдвиг акустического импульса на $\tau = 100$ пс должен соответствовать изменению толщины пластины на $\Delta l = c_s \tau \approx 0.5$ мкм, возникающему при относительном удлинении $\Delta l/l \approx 10^{-2}$. Такое $\Delta l/l$ соответствует при температурном коэффициенте линейного расширения германия $\beta = 1.8 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [9] росту температуры кристалла $\Delta T = \beta^{-1} \Delta l/l \approx 600$ К. В эксперименте нагрев образца электрическим током заведомо не превышал 100 К. Изменение скорости звука в германии [8] $\Delta c_s/(\Delta T c_s) \approx 5 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, что при $\Delta T = 100$ К дает $\Delta c_s/c_s \approx 5 \times 10^{-3}$. Временное смещение профиля за время распространения импульса $\tau_p \approx 10$ нс по толщине пластины $\Delta \tau = \tau_p \times \Delta c_s/c_s \approx 50$ пс, что в 4 раза меньше наблюдаемого в эксперименте.

Оба рассмотренных выше тепловых эффекта должны приводить к увеличению временного интервала $2l/c_s$ между соседними эхо-сигналами, чего в нашем эксперименте не наблюдалось. Интерференционная картина акустического импульса движется как единое целое, без изменения своей формы.

На профиль акустического импульса может влиять изменение коэффициента амбиполярной диффузии ЭДП с температурой: $D = k_B T \mu_a(T)/e$, где k_B – постоянная Больцмана, e – заряд электрона, $\mu_a(T)$ – амбиполярная подвижность носителей. Проведенный расчет акустического импульса в рамках модели электронно-деформационного механизма с учетом температурной зависимости $D(T)$ показал отсутствие заметных изменений профиля при росте температуры на ~ 100 К. Кроме того, изменение D в первую очередь должно приводить к изменению длительностей фронтов акустических сигналов [4, 5], чего не наблюдалось в эксперименте (рис.3). Таким образом, можно сделать вывод, что влиянием тепловых эффектов на наблюдаемый акустический профиль можно пренебречь. На это указывает также упомянутый выше тестовый эксперимент с нагревом образца.

При электронно-деформационном механизме генерации звука на профиль акустического импульса оказывает влияние движение свободных носителей заряда [2]. В от-

сутствие внешнего электрического поля их движение определяется диффузией. По-видимому, наблюдаемый временной сдвиг акустического импульса связан с дрейфом фотовозбужденной ЭДП в электрическом поле. Отметим, что дрейф носителей заряда происходит главным образом вдоль поверхности образца, что определяется направлением силовых линий электрического поля E_0 . При температуре 300 К скорости дрейфа носителей заряда в кристалле германия $v = \mu E_0$ составляют $\sim 5.3 \times 10^5$ и $\sim 2.7 \times 10^5$ см/с для электронов и дырок соответственно [9]. Поскольку эти скорости сравнимы со скоростями продольной звуковой волны, дрейф может оказывать заметное влияние на динамику фотовозбужденной ЭДП в области возбуждения звука. Адекватное моделирование фотовозбуждения звука в условиях дрейфа ЭДП выходит за рамки использованной нами одномерной модели электронно-деформационного возбуждения звука [2, 5].

Проведенные эксперименты являются, по-видимому, первыми экспериментами в пикосекундной оптоакустике, в которых внешним электрическим полем удается смещать во времени фотовозбуждаемый гиперзвуковой импульс. Подобные эксперименты позволяют расширить возможности использования пикосекундной акустики, например, при исследовании тонких пленок различных материалов с высоким временным разрешением.

Работа выполнена при поддержке INTAS (проект № 31680).

1. Такер В., Рэмpton В. *Гиперзвук в твердых телах* (М.: Наука, 1978).
2. Гусев В.Э., Карабутов А.А. *Лазерная оптоакустика* (М.: Наука, 1991).
3. Avanesyan S.M., Gusev V.E., Zheludev N.I. *Appl. Phys. A*, **40**, 163 (1986).
4. Chigarev N.V., Paraschuk D.Yu., Pan X.Y., Gusev V.E. *Phys. Rev. B*, **61**, 15837 (2000).
5. Ахманов С.А., Гусев В.Э. *УФН*, **162**, № 3, 3 (1992).
6. Rothenberg J.E. *Opt. Lett.*, **13**, 713 (1988).
7. Paraschuk D.Yu., Kulakov T.A., Nedopekin O.Yu., Chigarev N.V., Pan X.Y. *Rev. Sci. Instrum.*, **68**, 3989 (1997).
8. *Акустические кристаллы. Справочник*. Под ред. М.П.Шаскольской (М.: Наука, 1982).
9. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).