

АКУСТОВОЛЬТАИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.А.Чабан

Ниже будет описано новое явление в полупроводниках — акустовольтаический ток, связанный с асимметрией выброса электронов с уровней прилипания. Уже в линейном приближении он приводит к необсуждавшейся ранее принципиальной асимметрии для распространения звука в двух взаимно противоположных направлениях, не связанной с наличием внешнего поля.

Асимметрия выброса электронов из ловушек была обнаружена при исследовании аномального фотовольтаического эффекта (см. обзор в [1]). При равномерном освещении однородного образца пироэлектрического кристалла возникает ток короткого замыкания или фотонапряжение до десятков $\text{kV} \cdot \text{см}^{-1}$, с которым связывают механизм голографической памяти в ряде сегнетоэлектрических кристаллов. Причину видят в том, что из-за асимметрии потенциального поля примеси выброс электрона с примесного уровня в зону проводимости под действием света происходит в среднем в некотором преимущественном направлении вдоль особенной полярной оси (захват также асимметричен). Отмечалось, что такая асимметрия должна быть характерна и

для кристаллов типа A_2B_6 , относящихся к классу симметрии $6mm$. Но наблюдение аномального фотовольтаического эффекта в них осложнено большой фотопроводимостью [1]. Для простоты мы ограничимся ниже рассмотрением акустических явлений именно в этих кристаллах.

Пусть носителями тока являются электроны. Их подвижность μ будем считать изотропной. Решение задачи о распространении звука в таких кристаллах при вышеприведенных ограничениях для произвольного направления распространения звука приведено в [2]. При прохождении пьезоактивной волны в кристалле возникает возмущение плотности электронов в зоне проводимости, что приводит к нарушению равновесия для распределения электронов между зоной проводимости и уровнями прилипания. Примем для простоты, что равновесие восстанавливается за время, меньшее периода звуковой волны. (Для CdS, например, удавалось наблюдать время релаксации $\sim 10^{-10}$ сек [3]). При установлении равновесия должно происходить преимущественное заполнение или опустошение уровней прилипания. По аналогии с фотовольтаическим током ясно, что это неизбежно приведет к появлению локального тока, связанного с асимметрией захвата (выброса) электронов. Будем называть такой ток акустовольтаическим. Ясно, что он появится лишь в классах симметрии, допускающих пьезоэлектрический эффект. В первом приближении естественно принять

$$j_a = q \Delta l \frac{\partial n_t}{\partial t}, \quad (1)$$

где n_t — число электронов на уровнях прилипания, $-q$ — заряд электрона, Δl — усредненный вектор перемещения электрона, выброшенного с примесного уровня, за время свободного пробега. Естественно, в состоянии равновесия ток должен отсутствовать. Из соображений симметрии Δl параллельно C -оси. Для оценок примем $\Delta l \approx pl$, где l — средняя длина свободного пробега электрона, а p — фактор, характеризующий асимметрию выброса электрона.

Таким образом, учет акустовольтаического тока сводится к включению в выражение для полного тока добавочного члена (1). Все остальные уравнения целиком совпадают с приведенными в [2]. Мы не выпишем окончательных выражений для скорости звука, коэффициента поглощения и т.д., поскольку все отличие от соответствующих формул работы [2] сводится к замене диффузионной частоты ω_D на некоторую эффективную величину $\omega_D^{\dot{}}$:

$$\omega_D^{\dot{}} = \omega_D \left\{ 1 - \frac{(1-f) \Delta l s \cos \theta}{f D_n} \right\}^{-1}. \quad (2)$$

Здесь f — обычный фактор ловушек, s — скорость звука, $\omega_D = s^2 / f D_n$, D_n — постоянная диффузии, θ — угол между направлением Δl и направлением распространения волны. Ясно, что при распространении в двух противоположных направлениях величина $\omega_D^{\dot{}}$ различна. При очень малых f (сильно компенсированный полупроводник) $\omega_D^{\dot{}}$ может в одном из направлений даже обратиться в нуль, т.е. диффузионный ток оказы-

вается скомпенсированным акустовольтаическим. Но, по-видимому, разумнее воспользоваться более простыми случаями, когда асимметрия коэффициента поглощения оказывается очень большой.

В соответствии с симметрией кристалла $\Delta 1$ параллельно C -оси. Поэтому асимметрия отсутствует для наиболее обычного случая поперечных волн, распространяющихся перпендикулярно к C -оси. Для нас интерес представляют либо продольные волны, распространяющиеся вдоль C -оси, либо квазипродольные и квазипоперечные пьезоактивные волны, распространяющиеся под углом к C -оси. Приведем оценки для квазипоперечной волны, с частотой 1 ГГц, распространяющейся под углом 30° к C -оси. Используем параметры, характерные для CdS при температуре 80 К [4]. Примем $f = 0,1$, $p = 0,3$, $\mu = 4 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$, $\gamma = 1 - v_d/s = -0,1$, где v_d — скорость дрейфа электронов. Тогда для двух противоположных направлений в кристалле получим коэффициенты усиления соответственно 18 и 25 см^{-1} при проводимости $10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$. (Подчеркнем, что электрическое поле каждый раз направляем против направления распространения звука, чтобы исключить асимметрию, создаваемую полем). При проводимости $5 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ получим коэффициенты усиления 10 и 14 см^{-1} . При $\gamma = 0,1$ таковы же будут коэффициенты поглощения.

Значит, при соответствующем выборе параметров можно наблюдать существенное различие акустических свойств кристалла в двух противоположных направлениях. В частности, генерация звука импульсом внешнего постоянного электрического поля будет происходить в соответствующем косом срезе кристалла с иной интенсивностью при смене направления внешнего поля на противоположное.

Мы не обсуждаем здесь других очевидных проявлений той же асимметрии. Отметим лишь следующее весьма частное обстоятельство, которое может оказаться существенным в случае низких температур. В соединениях типа $A_2 B_6$ вклад асимметричной центральной ячейки в поле примесного иона столь велик, что попытки использовать водородоподобную модель для описания самых мелких ловушек оказываются несостоятельными [4]. Лишь для некоторых кристаллов (в том числе CdS) вычисление эффективной массы по водородоподобной модели для одного из мелких уровней не приводит к противоречию, хоть применимость водородоподобной модели и вызывает сомнение [4]. Уже простые оценки показывают, что даже при попытке остаться в рамках водородоподобной модели мы приходим к неизбежному выводу о сильной асимметрии поля примеси. В самом деле, электрическое поле иона имеет противоположное направление с разных сторон от иона и, соответственно, вызывает через пьезоэффект деформации противоположного знака. Тогда упругие деформации создадут через потенциал деформации асимметрию в величине потенциального поля, действующего на электрон (обоснование "макроскопического" рассмотрения деформации то же, что и для введения диэлектрической проницаемости). В кристалле CdS такая асимметрия потенциального поля на расстоянии борковского радиуса от центра иона оказывается того же порядка, что и величина энергии связи электрона на примесном уровне. Т.е. даже и при низких температурах, когда уровнями прилипания могут служить

примесные уровни вышеуказанного типа, асимметрия выброса электронов может быть очень велика.

Итак, акустовольтаический ток и асимметрия распространения звука открывают новую сторону проявления асимметрии выброса электронов и дают эффективный метод изучения этого недавно обнаруженного интересного явления.

Акустический институт
им. Н.Н.Андреева

Поступила в редакцию
22 января 1980 г.

Литература

- [1] В.М.Фридкин. Фотосегнетоэлектрики. М., изд. Наука, 1979.
 - [2] Z.Kikuchi, N.Chubachi, H.Sasaki. IEEE Trans. Son. Ultrason., 16, 200, 1969.
 - [3] A.R.Movre, R.W.Smith. Phys. Rev., 138 A, 1250, 1965.
 - [4] С.С.Девлин, Сб. "Физика и химия соединений $A^{II} B^{VI}$ ". М., изд. Мир, стр.418, 1970.
-