

О РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЯХ В "РАСЩЕПЛЕННОМ" ГЕРМАНИИ

А.Т.Далакян, В.Н.Тулупенко¹⁾, Д.А.Фирсов⁺, В.М.Бондар*

Донбасская государственная машиностроительная академия
343913 Краматорск, Украина

⁺ Санкт-Петербургский государственный технический университет
195251 Санкт-Петербург, Россия

* Институт физики НАН Украины
252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 25 марта 1999 г.

Экспериментально обнаружены максимумы на зависимостях тока от величины одноосного давления в дырочном германии при скрещенных направлениях одноосной деформации и электрического поля. Эффект, который наблюдается при $T = 77$ К и отсутствует при $T = 4.2$ К, объясняется как результат туннельных переходов дырок с участием акустических фононов с резонансного примесного в свободные состояния валентных подзон германия.

PACS: 72.80.Cw, 76.40.+b

Введение. В работе [1] обнаружено индуцированное излучение горячих дырок Ge в дальнем ИК диапазоне при совпадающих направлениях электрического поля и одноосного давления (ОД) при $T = 4.2$ К, которое сопровождается скачком тока через образец в несколько раз. Излучение возникает на модах полного внутреннего отражения при достаточно больших величинах электрического поля $E > 3$ кВ/см и ОД $X > 8$ кбар. В работе [2] показано, что увеличение концентрации примесей уменьшает, а увеличение температуры повышает величину порогового давления возникновения излучения и скачка тока. На основании спектральных исследований [3] установлено, что излучение обусловлено внутрицентральной инверсией в распределении дырок. Дело в том, что ОД снимает вырождение как валентных подзон, так и примесных уровней, причем при увеличении давления каждый уровень следует за своей подзоной. При $k = 0$ величина расщепления подзон Δ (см. рис.1) пропорциональна величине ОД: $\Delta = \alpha X$ [4] со следующими параметрами расщепления α для направления приложения ОД вдоль кристаллографических направлений $X \parallel [100]$ и $X \parallel [111]$: $\alpha_{100} = 6$ мэВ/кбар и $\alpha_{111} = 4$ мэВ/кбар. Для величин расщепления $\Delta \geq 16$ мэВ верхний примесный уровень ϵ_+ попадает в непрерывный спектр нижней подзоны ϵ_- и становится, таким образом, резонансным [4]. Вследствие этого, и так как глубина залегания этого уровня относительно "своей" подзоны δ_+ примерно в 2 раза больше соответствующей величины δ_- (для величин давлений, при которых $\Delta - \delta_+ < \delta_-$), в сильном электрическом поле создается инверсная населенность этих уровней. Однако, как показано в работах [2,3], наличие в образце статического домена сильного электрического поля (который исчезает в момент возникновения генерации излучения) препятствует возникновению внутрицентральной инверсии и обуславливает большие пороговые величины ОД. Статический домен образуется

¹⁾ e-mail: tvn@laser.donetsk.ua

из-за наличия дырок с различными массами в направлении деформации в нижней подзоне [5] – легких, при энергиях дырок, меньших энергии, соответствующей точке перегиба на законе дисперсии (см. рис.1), и тяжелых – для дырок с энергией, больше энергии, соответствующей точке перегиба. Кроме того, в эксперименте [2] не наблюдается явной зависимости пороговых давлений от кристаллографического направления ([100] или [111]), вдоль которого прикладывается электрическое поле, хотя параметры расщепления для них существенно различаются. Последнее обстоятельство также объясняется наличием статического домена [6].

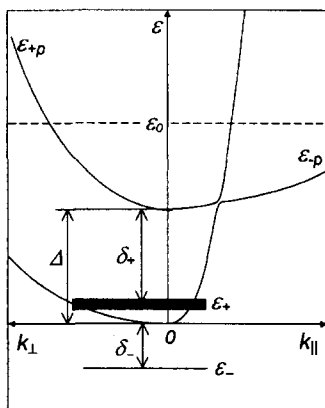


Рис.1. Структура валентной зоны одноосного деформированного германия (схематично)

В то же время, при взаимно перпендикулярных направлениях ОД и электрического поля отсутствуют условия для образования статического домена, так как нет перегибов на законе дисперсии. Таким образом, в этом случае можно ожидать, что наличие резонансных примесных состояний может быть обнаружено при существенно меньших, чем 8 кбар, величинах ОД. Исходя из этого, целью настоящей работы было обнаружить и исследовать возможное влияние резонансных примесных состояний на процессы протекания электрического тока через образец при скрещенных направлениях электрического поля и ОД.

2. Эксперимент. Эксперименты проводились при $T = 77$ и 4.2 К. При $T = 77$ К исследование вольт-амперных и ампер-барных зависимостей проводилось на образцах крестообразной и правильной прямоугольной формы, а при $T = 4.2$ К использовались только образцы прямоугольной формы.

Выбор формы образцов диктовался следующими обстоятельствами. Во-первых, если при $E \parallel X \parallel [111]$ увеличение ОД способствует подавлению инжекции неосновных носителей тока (электронов) с контактов, то при $E \perp X \parallel [111]$ условия для инжекции электронов облегчаются. Это связано с тем, что при совпадающих направлениях электрического поля и ОД эффективная масса проводимости электронов в нижней отщепленной долине увеличивается, а при перпендикулярных – уменьшается. Поэтому для корректной трактовки полученных результатов необходимо избавиться от влияния инжектируемых электронов на результаты экспериментов. Во-вторых, неясным было влияние одноосной деформации на свойства контактов, наносимых по всей длине образца. Исходя из этого, на первой стадии образцы вырезались в форме креста, причем механические напряжения в центральной части рассчитывались по методу конечных элементов. Проверка расчета по положению мак-

симула поперечного пьезосопротивления [7] на образцах правильной прямоугольной формы показала, что расчетные и экспериментально измеренные положения максимума пьезосопротивления совпали с достаточно высокой точностью 5%. Форма и размеры использованных образцов, а также распределение механических напряжений в сечении aa' показаны на вставке к рис.2. Видно, что контакты находятся вне зоны механических напряжений. Напряженность электрического поля в средней части образцов измерялась при помощи емкостных зондов.

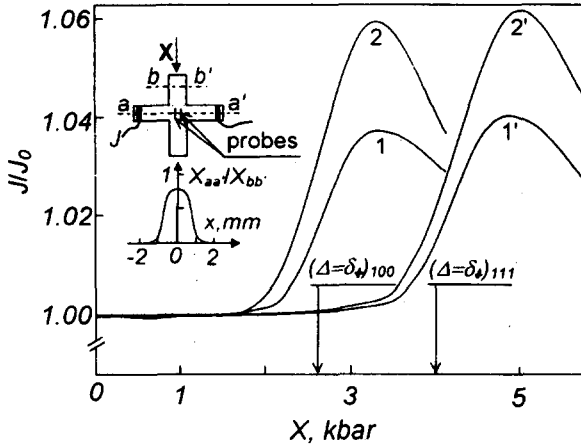


Рис.2. Зависимости нормированного тока (J_0 – ток при $X = 0$) от величины одноосного давления X для образца крестообразной формы; $t = 77$ К; E , кВ/см: 0.75 – кривые 1,1'; 1.0 – 2,2'. Концентрация дырок $N_A - N_D = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $E \perp X [100]$ – кривые 1,2; $E \perp X [111]$ – 1', 2'. На вставке – схема измерений и распределение механических напряжений на образце крестообразной формы

На второй стадии эксперименты проводились на образцах правильной прямоугольной формы с нанесением контактов по всей площади длинных граней. Отметим, что такая форма образцов является наиболее благоприятной для генерации продольных (по отношению к длине образца) мод ИК излучения. Сравнение ампер-барных зависимостей с аналогичными, полученными на образцах крестообразной формы, показало, что свойства контактов не изменялись в результате механических нагрузок до 6 кбар. Этот же вывод подтверждался и неоднократными измерениями поперечного пьезосопротивления и вольт-амперных характеристик образцов прямоугольной формы, причем воспроизводимость результатов была достаточно высокой – в пределах 1% для высокоомных образцов и 1.5% – для легированных. Длительность импульсов сильного электрического поля составляла 120 нс с крутизной переднего фронта 20–30 нс. Появление инжекции неосновных носителей контролировалось по форме импульса тока и, для некоторых образцов, по уменьшению постоянной Холла. С этой целью рядом с образцом устанавливались постоянные магниты. Холловские контакты выводились через пуансоны. Такой двойной контроль позволил провести измерения на образцах прямоугольной формы в полях, где инжекция электронов не сказывалась на полученных результатах. Методика нагружения образцов аналогична использовавшейся в [2].

Обсуждение результатов. Результаты экспериментов представлены на рис.2 и 3. Вначале обсудим результаты, полученные при $T = 4.2$ К. Уменьшение тока при гелиевой температуре в пределах каждой из кривых 4–6 на рис.3 можно объяснить как уменьшение плотности состояний в нижней подзоне ϵ_{-p} при увеличении давления, так и эффективным захватом дырок в резонансные состояния [8]. Увеличение средней энергии дырок при возрастании электрического поля E приводит

к увеличению их эффективной массы m_1 в подзоне ϵ_{-p} (например, при $X \parallel [111]$ $m_1|_{\epsilon=7\text{ мэВ}}/m_1|_{\epsilon=20\text{ мэВ}} \approx 0.8$), вследствие чего должно происходить уменьшение нормированного тока с ростом электрического поля. На рис.3 это отражается в понижении кривых 4–6 с увеличением их номера, чему соответствует увеличение электрического поля.

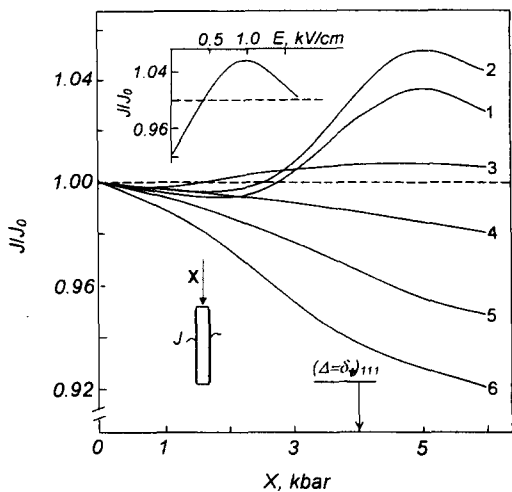


Рис.3. То же, что и на рис.2, для прямоугольных образцов ($E \perp X \parallel [111]$). Исходная температура T_0 , K: 77 – кривые 1–3; 4.2 – 4–6. E , кВ/см: 0.5 – 1,4; 1.0 – 2,5; 1.25 – 6; 1.5 – 3. Концентрация дырок $N_A - N_D = 6.8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. На вставках: вверху – зависимость нормированного тока от величины электрического поля при величине $OD X = 5$ кбар ($T_0 = 77$ K); внизу – форма образца и схема измерений

Положение максимумов по шкале давлений при $T = 77$ K позволяет связать их происхождение с появлением резонансных примесных состояний. Подчеркнем, что максимумы наблюдаются только при азотной температуре, и их величина зависит от электрического поля. На верхней вставке к рис.3 показана зависимость нормированного тока от электрического поля при давлении 5 кбар (давлении, при котором наблюдаются максимумы), построенная по результатам обработки 9 кривых, аналогичных кривым 1–3 на рис.3. Исходя из этого, можно предположить, что рост тока на кривых 1–3 рис.3 (см. также рис.2) связан с опустошением в электрическом поле связанных состояний ϵ_+ и, соответственно, с увеличением числа дырок, которые дают вклад в электрический ток. При $E = 0$ равновесная заселенность резонансных состояний, в основном, обеспечивается рассеянием дырок на акустических фоновых. Включение электрического поля приводит к тому, что частота ухода дырок с резонансного состояния увеличится по сравнению с равновесной ситуацией, в то время как частота прихода на эти состояния практически не изменится. Дырка, покинувшая уровень ϵ_+ , может остаться как в пределах нижней подзоны ϵ_{-p} , так и попасть в верхнюю подзону ϵ_{+p} . Отметим, что и в том и в другом случае предполагается туннелирование дырки в электрическом поле с поглощением энергии акустического фона. В обоих случаях энергия фона, необходимая для ухода дырки с резонансного состояния, будет меньше, чем при $E = 0$. Так, например, во втором случае энергия поглощаемых фононов может быть меньше величины зазора, определяемого законом дисперсии дырок в верхней подзоне $(\epsilon_{+p}(p) - \epsilon_+) |_{E=0}$, за счет уменьшения величины зазора в электрическом поле, что приведет к увеличению вероятности таких процессов. Кроме того, подчеркнем, что эффективная масса дырок в верхней подзоне примерно в 3 раза меньше, чем в нижней, и их вклад в электропроводность будет соответственно выше.

Уменьшение составляющей тока, обусловленной дырками в подзоне ϵ_{-p} , при дальнейшем увеличении давления может быть связано (как и в случае $T = 4.2$ К) с уменьшением плотности состояний в нижней подзоне. Вклад в ток дырок верхней подзоны также будет уменьшаться, во-первых, вследствие уменьшения вероятности переброса дырок из нижней подзоны (происходит уширение уровня ϵ_+ с соответственным уменьшением времени жизни дырки на нем и уменьшением вероятности захвата) и, во-вторых, из-за увеличения интенсивности рассеяния дырок с испусканием энергии оптического фонона ϵ_0 с конечным состоянием дырки в нижней подзоне. Последний фактор обусловлен тем, что увеличение давления приводит к уменьшению разности $\epsilon_0 - \epsilon_{+p}(p)$ для всех дырок с импульсом p , находящихся в верхней подзоне ниже энергии оптического фонона ϵ_0 , что в электрическом поле влечет уменьшение их времени жизни по отношению с испусканию оптического фонона. Так как усредненная по направлениям плотность состояний в верхней подзоне примерно в 20 раз меньше, чем в нижней (для дырок с одинаковой энергией), то даже дырки с $\epsilon \approx 2\epsilon_0$ будут рассеиваться, в основном, в нижнюю подзону.

Теперь рассмотрим уменьшение электрического тока с ростом напряженности электрического поля при давлении 5 кбар (см. верхнюю вставку на рис.3). Для дырок в нижней подзоне подобное поведение тока можно объяснить по аналогии с зависимостью $J(X)$ при $T = 4.2$ К, а именно, увеличением эффективной массы дырок при увеличении их энергии. Для дырок в подзоне ϵ_{+p} увеличение поля приведет к их разогреву и, следовательно, к увеличению интенсивности их рассеяния на оптическом фононе с конечным состоянием в подзоне ϵ_{-p} , что также приведет к уменьшению тока.

В заключение отметим, что оценка относительного вклада дырок каждой из подзон в наблюдаемый экспериментально максимум тока может быть сделана на основании согласованных с экспериментом расчетов.

Авторы признательны О.Г.Сарбею и М.С.Кагану за плодотворные и стимулирующие дискуссии при обсуждении данной работы.

Работа частично поддержана Украинском фондом фундаментальных исследований, грант 2.4/970, Российским фондом фундаментальных исследований, грант 99-02-17102, грантом NATO CNS 970627.

-
1. И.В.Алтухов, М.С.Каган, В.Н.Синис, Письма в ЖЭТФ **47**, 136 (1988).
 2. В.Г.Белых, А.Т.Далакян, В.Н.Тулушенко, Д.А.Фирсов, ФТП **29**, 1764 (1995).
 3. И.В.Алтухов, М.С.Каган, К.А.Королев, В.Н.Синис, Письма в ЖЭТФ **59**, 455 (1994).
 4. Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, М.: Наука, 1972.
 5. В.К.Ridley and Т.В.Watkins, Proc. Phys. Soc. **78**, 293 (1961).
 6. В.Н.Тулушенко, УФЖ **42**, 1227 (1997).
 7. П.И.Баранский, В.Я.Дучал, В.В.Коломиец, В.В.Черныш, ФТП **20**, 2112 (1986).
 8. И.В.Алтухов, М.С.Каган, К.А.Королев и др., ЖЭТФ **115**, 89 (1999).