

06;12

Возникновение отрицательной дифференциальной проводимости в изотипной гетероструктуре $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$

© С.И. Драпак, В.А. Манассон, В.В. Нетяга, З.Д. Ковалюк

Институт проблем материаловедения им. Францевича НАН Украины,
Черновицкое отделение
E-mail: chimsp@unicom.cv.ua
Antena Development, Waveband Corporation, Torrance, Ca. USA

Поступило в Редакцию 23 ноября 2001 г.

Представлены результаты исследования электрических свойств впервые изготовленной изотипной гетероструктуры $p\text{-Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$. Предложена качественная модель, объясняющая возникновение отрицательной дифференциальной проводимости при прямом, а при освещении структуры и при обратном смещении.

Благодаря природной анизотропии химических связей внутри и между слоями, позволяющей путем скола в воздушной атмосфере получать подложки с атомарно-зеркальной поверхностью и низким числом „оборванных“ связей, моноселенид галлия GaSe представляет собой идеальный материал для изготовления различного типа поверхностно-барьерных структур в лабораторных условиях. На основе моноселенида галлия созданы солнечные элементы [1], высокоэффективные фотодиоды [2], датчики поляризационного излучения [3]. Одним из факторов, препятствующих широкому использованию GaSe в промышленности, является высокое последовательное сопротивление созданных на его основе структур. Однако снижение последовательного сопротивления до значений, типичных для промышленных кремниевых диодов, может привести к нетривиальным результатам, когда электрические характеристики структуры будут определяться не столько свойствами барьера, а главным образом свойствами границы раздела. Особенно это заметно в структурах с небольшой высотой потенциального барьера.

В настоящей работе приведены результаты исследования впервые созданной изотипной гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$, у которой последовательное сопротивление постоянному току составляло $\sim 20 \div 40 \Omega$, а высота потенциального барьера, определенная из вольт-фарадных характеристик (ВФХ), — 0.1 eV .

Для изготовления гетеропереходов (ГП) использовались слабо выращенные монокристаллы Bi_2Te_3 и, легированные диспрозием Dy, GaSe с концентрацией дырок $p = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ и $p \approx 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ при $T = 300 \text{ K}$ соответственно. ГП создавались методом посадки на оптический контакт [4]. Толщина подложек из моноселенида галлия составляла $1 \div 1.5 \text{ mm}$, а халькогенида висмута — $0.1 \div 0.2 \text{ mm}$. Токовыводящие контакты как со стороны GaSe, так и со стороны Bi_2Te_3 наносились путем сплавления индия при температуре $150\text{--}180^\circ\text{C}$ и сохраняли омичность во всем интервале исследуемых плотностей тока. Изготовленные таким образом гетероструктуры обладают ярко выраженными выпрямляющими свойствами в широком диапазоне температур: при напряжении $1.5 \div 2 \text{ V}$ прямой ток превышает обратный не менее чем в $5 \cdot 10^3$ раз. При этом прямое направление вольт-амперной характеристики (ВАХ) соответствует положительному потенциалу на GaSe.

Типичная статическая ВАХ структуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ при $T = 290 \text{ K}$, измеренная с помощью амплитудно-частотного анализатора H.F.FRA 1255&1286 путем изменения приложенного к структуре напряжения с определенным шагом ($10 \div 200 \text{ mV/s}$), представлена на рис. 1 (кривая 1). Как видно из рисунка, ВАХ таких структур содержит участок с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП). При измерении ВАХ по точкам картина сохранялась, однако, начиная с напряжений смещения $U \geq 4.5 \text{ V}$, наблюдалось некоторое отставание от кривой 1 по плотности тока (до 30%). Измерения ВАХ переменным током с частотой 50 Hz засвидетельствовали отсутствие участка с ОДП. На экране осциллографа наблюдалось только изменение положения прямой ветки из положения 2 в положение 3 (рис. 1) с временем релаксации $4 \div 6 \text{ s}$, что свидетельствует о медленности процессов, обуславливающих появление ОДП в структуре $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$. При освещении ГП светом мощностью 100 mW/m^2 появление участка с ОДП наблюдалось и на обратной ветви статической ВАХ (вставка к рис. 1).

Прежде всего следует отметить, что проведенные исследования зависимости удельного сопротивления от температуры в GaSe и Bi_2Te_3

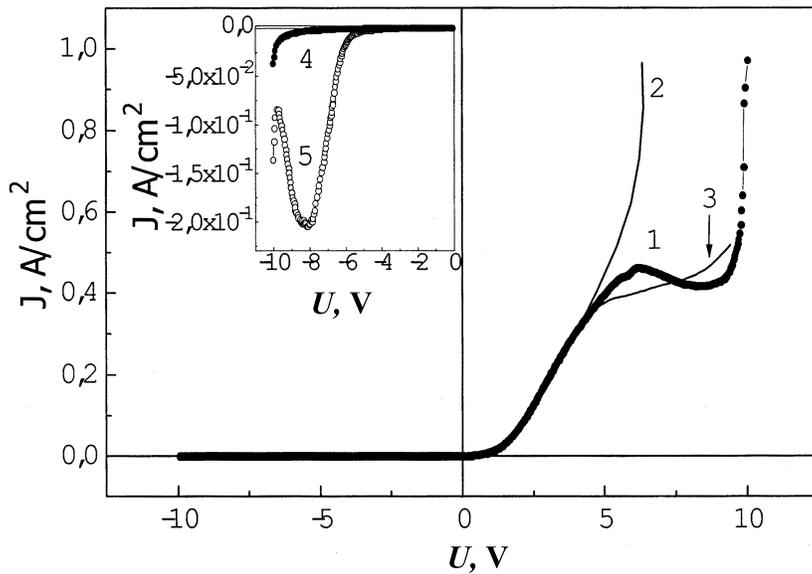


Рис. 1. Типичная статическая (1) и измеренная переменным током с частотой 50 Hz (2, 3) вольт-амперная характеристика изотипной гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ при $T = 290$ К. На вставке представлены обратная ветвь структуры в темноте (4) и при освещении гетероперехода (5).

не дают оснований связать возникновение ОДП в гетероструктуре $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ с влиянием температуры на проводимость одного (или же обоих) из контактирующих полупроводников. Возникновение ОДП (принимая во внимание вырожденный характер Bi_2Te_3) не удастся объяснить и с помощью модели туннельного диода, поскольку валентная зона $p\text{-GaSe}$ даже в условиях равновесия находится напротив разрешенных уровней в теллуриде висмута.

Как известно, медленные процессы могут быть обусловлены либо системой заряженных частиц, обладающей „коллективными“ свойствами (токи двойной инжекции) [5], либо влиянием поверхностных состояний, расположенных в слое изолятора [6]. Первое предположение выглядит достаточно неправдоподобно, поскольку (даже принимая во внимание инжектирующую роль омических контактов в системе ты-

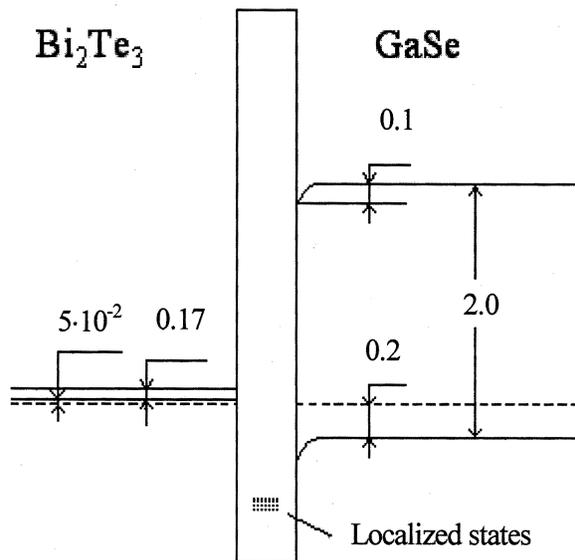


Рис. 2. Энергетическая диаграмма гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ в условиях равновесия. Все величины указаны в электрон-вольтах.

ловой „невыпрямляющий“ контакт $\text{In}-p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$) образование плазмы при прямом смещении возможно лишь в теллуриде висмута, который является много низкоомнее GaSe, и изменение напряжения на нем не приведет к сколь-нибудь заметному изменению напряжения в гетероструктуре. Известно, что при сколе полупроводника даже в условиях высокого вакуума нельзя полностью исключить появление на его поверхности окисного слоя [6]. И действительно, в литературе [7,8] имеются сведения об образовании ультратонкого окисного слоя Ga_2O_3 (толщиной порядка атомных размеров) на поверхности моноселенида галлия уже через несколько минут после скола в воздушной атмосфере. На рис. 2 представлена зонная диаграмма гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ в условиях равновесия с учетом тонкого диэлектрического слоя (ширина запрещенной зоны E_g для Ga_2O_3 составляет 4.6 eV [9]) и локализованных в нем глубоких ловушек. При построении диаграммы использовались данные о физических

параметрах контактирующих полупроводников [10] и концентрациях основных носителей заряда, определенных из холловских измерений. Величина поверхностного изгиба зон φ_0 в селениде галлия, как уже отмечалось выше, определялась из ВФХ по методике [11]. Как видно из рис. 2, уже при прямых смещениях $U \geq (2 \div 3)kT$ в GaSe реализуется ситуация плоских зон и исследуемая структура уподобляется классической системе „металл–диэлектрик–металл“ с той лишь разницей, что заряд будет переноситься не электронами, а дырками. Согласно [6], перенос заряда в такой системе обусловлен термоэлектронной эмиссией и описывается выражением:

$$I = AT^2 \exp(-W_C/kT) \exp(eU/kT - 1), \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $A = 4\pi mk^2 e/h^3$ — постоянная Ричардсона, W_C — работа выхода анода. Для нашего случая в формуле (1) A следует заменить на эффективную постоянную Ричардсона $A^* = Am^*/m$ (m^*/m — эффективная масса основных носителей заряда) и W_C на работу выхода того полупроводника, в который при прямом смещении будет происходить инжекция основных носителей заряда, т. е. Bi_2Te_3 . Перенос заряда в системе „металл–диэлектрик–металл“ может осуществляться и путем туннелирования. Однако мы не рассматриваем этот случай, так как туннелирование предполагает температурную независимость (или же очень слабую зависимость тока насыщения от T) ВАХ, что противоречит экспериментальным результатам.

Таким образом, при прямом смещении исследуемой гетероструктуры большая часть напряжения падает на диэлектрическом слое, что обусловлено малой высотой потенциального барьера в GaSe (0.1 eV) и, как следствие, малым сопротивлением области переноса заряда (ОПЗ). При достижении некоторого прямого смещения валентная зона моноселенида галлия опускается до уровня локализованных состояний в диэлектрике (медленные уровни). Тогда часть дырок из GaSe туннелирует на эти состояния. Заряд, который приносят дырки в изолятор, приводит к увеличению высоты барьера и, в свою очередь, к уменьшению тока термоэлектронной эмиссии. Локализованные в диэлектрике состояния тоже могут принимать участие в переносе носителей заряда через изолятор (например, пошаговое туннелирование). Однако эти процессы являются медленными и не настолько эффективными, как термоэлектронная эмиссия. Возможно даже возникновение своего рода позитивной зарядовой связи: чем большее количество дырок туннели-

рует на локализованные состояния в диэлектрике, тем выше становится высота барьера, что благоприятствует тому, что еще большему количеству дырок энергетично выгоднее туннелировать в диэлектрик, и так далее. Дальнейшее возрастание тока при увеличении прямого смещения обусловлено тем, что валентная зона GaSe опускается ниже локализованных медленных состояний и захват ловушками носителей заряда становится невозможным. В обратном направлении ОПЗ, размещенная в моноселениде галлия, представляет собой более высокоомный слой, нежели диэлектрик, поэтому большая часть приложенного к структуре $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ напряжения падает именно на ней. В этом случае в области низких обратных смещений зависимость $I(U)$ имеет сублинейный характер, что характерно для токов, обусловленных генерационно-рекомбинационными процессами в ОПЗ, и только при $|U| \geq 0.4 \div 0.5 \text{ V}$ медленное возрастание тока сменяется более резким сверхлинейным ростом, связанным, по всей вероятности, с туннелированием носителей через барьер в GaSe, что вполне вероятно, так как под действием сил изображения барьер, локализованный в базовом полупроводнике, приобретает параболический вид. Согласно [6], для барьера с параболическим ходом потенциала, когда туннелирование является основным механизмом переноса заряда через барьер, ВАХ структуры должна представлять собой прямую линию в координатах $\ln(I \cdot U^{-1}(\varphi_0 - eU)^{-1/2})$ от $(\varphi_0 - eU)^{-1/2}$, что и наблюдается на эксперименте.

Ситуация изменяется, если гетероструктуру освещать. В данном случае освещение равносильно смещению потенциального барьера в GaSe в прямом направлении и приводит к выпрямлению зон в моноселениде галлия. Ситуация становится аналогичной прямому смещению гетероструктуры с той разницей, что дырки теперь двигаются в обратном направлении (из Bi_2Te_3 в GaSe). Теперь большая часть приложенного к структуре напряжения падает на диэлектрике и надбарьерный ток термоэлектронной эмиссии становится доминирующим механизмом переноса заряда через изолятор. Отрицательная дифференциальная проводимость имеет место тогда, когда валентная зона в Bi_2Te_3 приближается к медленным состояниям, локализованным в диэлектрике. Ток выходит на насыщение и далее при увеличении приложенного потенциала, из-за положительной обратной связи, начинает уменьшаться. Возрастание тока при дальнейшем увеличении напряжения смещения связано как с прохождением валентной зоны

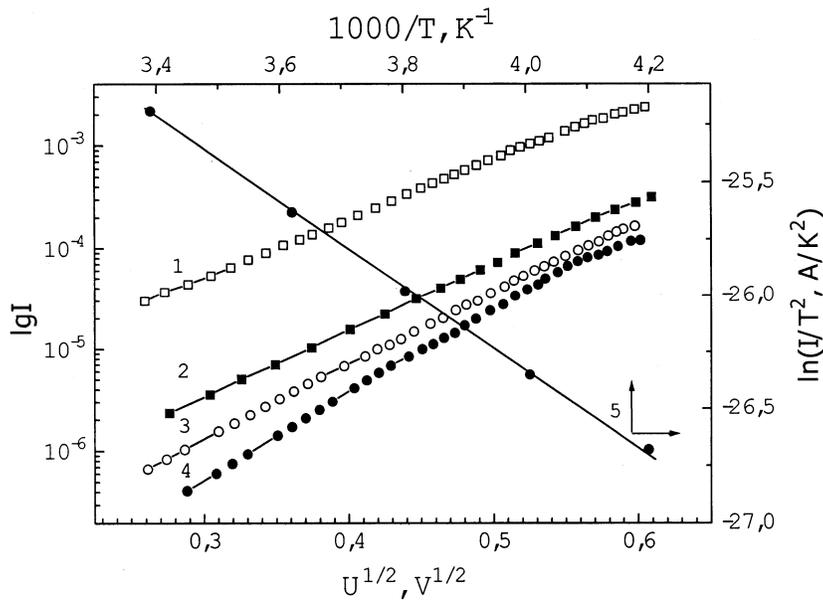


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ в координатах $\lg I-U^{1/2}$ при температурах T , К: 1 — 323, 2 — 295, 3 — 263, 4 — 238, а также температурная зависимость величины $\ln(I/T^2)$ (5).

теллурида висмута ниже медленных состояний, так и с туннельным пробоем гетероструктуры.

Следует также отметить, что перенос заряда над барьером, образованным изолятором, в системе „металл–диэлектрик–металл“ предполагает, что проводимость диэлектрика равна нулю и предопределяет значение диодного коэффициента, найденного из наклона ВАХ в координатах $\lg I = f(U)$, $n = 1$. Для исследуемой структуры такой наклон сохранялся до напряжений смещения $U < 3kT$. При увеличении приложенного напряжения значение диодного коэффициента принимало значение $n = 2$ во всем исследуемом интервале температур. В это же время ВАХ структуры (при напряжениях $U \geq 3kT$) описывается выражением $I \sim \exp U^{1/2}$ (рис. 3, кривые 1–4), что характерно как для эмиссии Шоттки, так и для ионизации по Френкелю [6]. Линейность

графика зависимости $\ln(I/T^2)$ от величины $1/T$ (рис. 3, кривая 5) свидетельствует в пользу эмиссии Шоттки. Подтверждением этому служит и тот факт, что определенная из соотношения [6]

$$\lg I = \lg(A * T^2) - 0.43e\phi_B/kT \quad (2)$$

высота барьера контакта полупроводник–диэлектрик–полупроводник ϕ_B составляет ≈ 1.2 eV при $T = 295$ К, что хорошо согласуется с токовым напряжением отсечки при относительно высоких напряжениях, которым пользуются для оценки высоты барьера, и объясняет различие между этой величиной и величиной контактной разности потенциалов ϕ_0 , определенной из ВФХ. Тем не менее найденная из наклона ВАХ в координатах $\ln I = f(U^{1/2})$ (рис. 3, кривая 2) толщина диэлектрического слоя составляет ~ 2 nm, что несколько превышает ожидаемую величину ($0.6 \div 0.8$ nm, согласно [7,8]). Такое несоответствие может быть обусловлено тем, что в своих предположениях мы принимали во внимание наличие слоя собственного окисла только на поверхности GaSe. Однако не стоит забывать, что образование окисного слоя возможно и на поверхности Bi_2Te_3 . Нельзя также не принимать во внимание и воздушный зазор между двумя контактирующими полупроводниками. Если чисто формально разделить полученную величину на три, будем иметь отличное совпадение с результатами работ [7,8].

Таким образом, предложенная модель хорошо объясняет причины возникновения ОДП при прямом, а при освещении гетероструктуры $p^+-\text{Bi}_2\text{Te}_3-p\text{-GaSe}$ и при обратном смещении.

В заключение авторы выражают благодарность В.И. Литвинову из Waveband Corporation за проявленный интерес и обсуждение результатов этой работы.

Список литературы

- [1] Драпак С.И., Катеринчук В.Н., Ковалюк З.Д., Манассон В.А. // Физическая электроника. 1990. Т. 41. С. 92–94.
- [2] Драпак С.И., Ковалюк З.Д. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 18. С. 1–7.
- [3] Manasson V.A., Kovalyuk Z.D., Drapak S.I., Katerinchuk V.N. // Electronic Letters. 1990. V. 26. N 10. P. 664.
- [4] Бакуменко В.Л., Чижко В.Ф. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 10. С. 2000–2002.
- [5] Адирович Э.И., Карагеоргий-Алкалаев П.М., Лейдерман А.Ю. // Токи двойной инжекции. М.: Радио и связь, 1978. 320 с.

- [6] Зи С. Физика полупроводниковых приборов: В 2-х кн. Кн. 1 / Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 456 с.
- [7] *Tatsuyama C., Ichimura S., Iwakuro H.* // *Jap. J. Appl. Phys.* 1982. V. 21. P. L25–L27.
- [8] Бакуменко В.Л., Ковалюк З.Д., Тишин Е.А., Чишко В.Ф. // *Физическая электроника*. 1997. Т. 49. С. 123–126.
- [9] *Harū T., Sasaki S., Adachi H., Shibata H.* // *Jap. Appl. Phys.* 1977. V. 16. P. 841–842.
- [10] *Физико-химические свойства полупроводниковых веществ: Справочник / Новоселова А.В., Лазарев В.Б., Медведева З.С. и др.* М.: Наука, 1979. 448 с.
- [11] *Гольдберг Ю.А., Иванова О.В., Львова Т.В., Царенков Б.В.* // *ФТП*. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1472–1475.