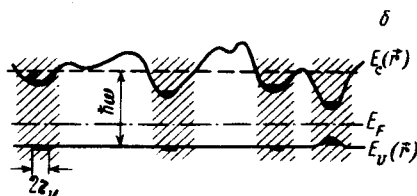
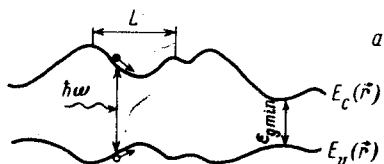


ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

С.Г.Петросян, А.Я.Шик

Теоретически рассмотрены основные закономерности фотопроводимости (ФП) полупроводниковых твердых растворов с пространственными флуктуациями состава

Все реальные твердые растворы в той или иной степени характеризуются наличием пространственных флуктуаций состава. Некоторые свойства мелкомасштабных флуктуаций, связанных со статическим характером распределения атомов по узлам решетки рассмотрены в 1–3. Такие флуктуации имеют небольшую амплитуду и сказываются на свойствах полупроводников лишь при низких температурах.



Зонная диаграмма неоднородного твердого раствора при $L \lesssim r_0$ (a) и при $L \gg r_0$ (б). Заштрихованы области генерации, зачернены области локализации ННЗ

Однако, прямые экспериментальные наблюдения часто обнаруживают в твердых растворах флуктуации состава с существенно большими пространственными размерами и амплитудой, имеющие, по-видимому, технологическую природу (см. например 4,5). То, что различные неоднородности могут заметно менять электронные свойства полупроводника, достаточно очевидно. Однако в литературе в основном рассматривались флуктуации концентрации примесей, модулирующие энергетические зоны параллельным (ковариантным, по терминологии Блекмора 6) образом 7,8. Флуктуации же состава твердого раствора вызывают, как правило, антипараллельную (контрвариантную) модуляцию зон (рисунок). Ниже на примере ФП будет показано, что такие полупроводники по свойствам существенно отличаются как от однородных, так и от неоднородных легированных.

Для твердых растворов с мелкомасштабными флуктуациями некоторые свойства ФП об- суждались в ³. Мы будем говорить о крупномасштабных флуктуациях с характерными раз- мерами L , превосходящими дебройлевскую длину волны и длину свободного пробега носи- телей. В такой системе случайных варизонных микрообластей движение носителей можно считать классическим.

Докажем общее утверждение, что в твердых растворах с такими флуктуациями состава ФП будет меньше, чем в однородном растворе среднего состава с шириной запрещенной зо- ны $\bar{\epsilon}_g$ (разумеется, речь идет о свете с энергией кванта $\hbar\omega > \bar{\epsilon}_g$).

Поскольку время жизни τ неравновесных носителей заряда (ННЗ) существенно превос- ходит время их релаксации по энергии, то ННЗ распределяются в образце резко неоднород- но, собираясь вблизи локальных минимумов ширины запрещенной зоны ϵ_g ¹⁾. При постоян- ной концентрации рекомбинационных центров τ в узкозонных областях как правило не больше (при оже-рекомбинации – существенно меньше), чем в широкозонных. Поэтому средняя концентрация ННЗ $\bar{\Delta n}$ в неоднородном твердом растворе будет не больше, чем в однородном. Этот факт в совокупности с теоремой⁹, согласно которой в неоднородном случае проводимость (у нас – ФП $\Delta\sigma$) меньше, чем $\bar{\Delta} \mu c$ (μ – подвижность), доказывает сделанное утверждение.

Напомним, что неоднородности, модулирующие зоны параллельно, пространственно раз- деляют ННЗ и увеличивают ФП⁸. В нашем случае, потенциальный рельеф приводит не к раз- делению, а, напротив, к локализации электронов и дырок в одних и тех же участках образца, что и оказывает противоположное влияние на ФП. Таким образом, для фотоэлектрических приборов флуктуации состава твердого раствора в отличие от флуктуаций концентрации примеси всегда играют отрицательную роль.

Для более конкретного рассмотрения ФП дополнительно предположим, что L существен- но превосходит также и длину экранирования r_g . При этом флуктуации края зоны основ- ных носителей (для определенности дырок) экранированы и потенциальный рельеф в этой зоне отсутствует за исключением возможных флуктуаций, где ϵ_g столь мала, что собствен- ная концентрация носителей превосходит концентрацию легирующей примеси p_0 (рис. б). ФП в этом случае осуществляется только дырками, поскольку им, в отличие от электронов, не надо активироваться на уровень протекания. Несмотря на отсутствие барьеров в валент- ной зоне, неравновесные дырки в силу локальной квазинейтральности распределяются так же неоднородно, как и электроны. В результате оказывается, что при освещении concentra- ция дырок резко возрастает вблизи локальных минимумов ϵ_g , оставаясь практически неиз- менной в остальных участках образца.

Рассмотрим некоторый фиксированный минимум $\epsilon_{gmin} = \epsilon_g(r_0)$, вблизи которого энер- гия дна зоны проводимости меняется по закону $E_c(r) = \beta|r - r_0|^2$. Если в нем локализова- но ν неравновесных электронов, то при $T = 0$ они занимают область вблизи r_0 с радиусом

$$r_\nu = \left[\frac{9\pi\hbar^3\nu}{4(2m\beta)^{3/2}} \right]^{1/6}. \quad (1)$$

Как уже говорилось, неравновесные дырки также сосредоточены в этой области.

Таким образом, неоднородный твердый раствор с точки зрения электрических свойств представляет матрицу с проводимостью $\sigma_0 = ep_0\mu_h$, в которой при освещении возникают

включения, имеющие проводимость $\sigma_0 \frac{p_0 + \Delta p}{p_0}$ и относительный объем f . Проводимость

¹⁾ В отличие от случая параллельной модуляции зон, квазиравновесие между отдельными минимумами здесь всегда будет отсутствовать.

такой системы согласно ¹⁰ равна $\sigma_0 \left(1 + 3f \frac{\Delta p}{3p_0 + \Delta p}\right)$. Из (1) следует, что, как Δp , так и f пропорциональны $\sqrt{\nu}$, т. е. корню из интенсивности света I . Поэтому люкс-амперная характеристика имеет линейный вид при малых I ($\ll I_c \approx \frac{p_0^2}{a\tau(m\Delta/\hbar^2)^{3/2}}$ где Δ — амплитуда неоднородностей) и корневой — при $I \gg I_c$. Видно, что I_c весьма мало, в $\left(\frac{m\Delta}{\hbar^2}\right)^{3/2} \frac{1}{p_0} \gg \gg 1$ раз меньше интенсивности, которая в однородном образце с таким же τ создает ФП, равную σ_0 .

При повышении температуры роль потенциального рельефа уменьшается, ННЗ распределяются по образцу более равномерно и ФП возрастает (если τ с ростом температуры не слишком сильно падает). Следовательно, и температурная зависимость ФП противоположна той, которая имеет место в неоднородно легированных образцах.

Спектральная зависимость ФП определяется, во-первых, числом ННЗ ν , рождаемых в каждом отдельном минимуме, и, во-вторых, числом минимумов, удовлетворяющих условию $\epsilon_{g \min} < \hbar\omega$. Для прямых разрешенных переходов $\nu \sim \int \sqrt{\hbar\omega - \epsilon_{g \min} - \beta r^2} r^2 dr \sim (\hbar\omega - \epsilon_{g \min})^2$ (для одномерных неоднородностей сходная задача решалась в ¹¹). Второй фактор в области глубоких хвостов коэффициента поглощения a экспоненциально зависит от ω и потому является определяющим. В частности, для гауссовых флуктуаций

$$\Delta\sigma(\omega) \sim a(\omega) \sim \exp \left[-\frac{(\bar{\epsilon}_g - \hbar\omega)^2}{2\Delta^2} \right], \quad (2)$$

В заключение заметим, что в однородных полупроводниках и в тех случаях параллельной модуляции зон, когда ННЗ квазиравновесны, люкс-амперная и спектральная характеристики взаимосвязаны, поскольку определяются единственным параметром — скоростью генерации $I - a(\omega)$. В нашем случае такой взаимосвязи нет. Благодаря эффектам собирания ННЗ в неоднородных твердых растворах области генерации ННЗ, определяющие зависимость $\Delta\sigma(\omega)$, существенно больше, чем области локализации ННЗ, определяющие $\Delta\sigma(I)$, и иначе зависят от параметров задачи. Так, например, с ростом I при фиксированной ω первые не изменяются, а вторые увеличиваются в объеме.

Литература

1. Алферов Ж.И., Портной Е.Л., Рогачев А.А. ФТП, 1968, 2, 1194.
2. Барановский С.Д., Эфрос А.Л. ФТП, 1978, 12, 2233.
3. Маслов А.Ю. ФТП, 1982, 16, 347.
4. Власенко А.И., Гаврилюк Ю.Н., Латуа В.З., Любченко А.В., Сальков Е.А. Письма в ЖЭТФ, 1979, 5, 1013.
5. Пелевин О.В., Афанасьев С.А., Соколов А.М., Хныков В.М., Шматов Н.И. Материалы 5 Всесоюз. симпоз. "Полупроводн. с узкой запр. зоной и полуметаллы", Львов 1980, ч. 2, стр. 118.
6. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М.: Мир, 1964. стр. 119.
7. Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
8. Шейнкман М.К., Шик А.Я. ФТП, 1976, 10, 209.
9. Дыхне А.М. ЖЭТФ, 1967, 52, 264.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1957.
11. Артеменко С.Н., Шульман А.Я. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 145.