

МНОГООСЦИЛЛЯЦИОННЫЕ СПЕКТРЫ ЭЛЕКТРООТРАЖЕНИЯ ГЕРМАНИЯ

И. Г. Неизвестный, Н. Н. Овсяк, М. П. Синюков

Показано, что при создании неравновесного обеднения в области пространственного заряда в полупроводнике можно повысить степень однородности электрического поля при записи спектров электроотражения и наблюдать достаточно большое количество осцилляций для обнаружения эффектов непараболичности зон.

Пространственная неоднородность поля в полупроводнике на глубине проникновения света может привести к полному затуханию франц-келдышевских осцилляций в экспериментальных спектрах электроотражения [1, 2]. Чтобы исключить эту неоднородность необходимо выполнить критерий [3]:

$$\frac{R_1}{|2k|} \ll 1,$$

где $R_1 = \left| \frac{1}{\mathcal{E}} \frac{d\mathcal{E}}{dz} \right|_{z_s}$ – относительный градиент напряженности электрического поля, $1/|2k| = \lambda/4\pi\sqrt{n^2 + k^2}$ – эффективная глубина проникновения света, z – координата вглубь полупроводника (z_s – ее значение на поверхности), который требует создания условий для получения минимальной величины R_1 . Эта величина будет уменьшаться при увеличении глубины проникновения поля в полупроводник, т. е. модуляцию поверхностного поля при записи спектра необходимо производить в сторону обеднения в области пространственного заряда (ОПЗ). Для получения однородных спектров электроотражения (ЭО) при большой напряженности поля и обеднения в ОПЗ Хандлер с сотрудниками [4] использовал примесные образцы. Им удалось впервые наблюдать три дополнительных осцилляции в спектре ЭО на фундаментальном краю поглощения германия электролитическим методом. При сравнении с теорией оказалось, что экспе-

риментальный спектр может быть хорошо описан с использованием постоянных межзонных приведенных масс. Известно, что при увеличении дефицита энергии фотона $|E_g - \hbar\omega|$ до величины порядка спин-орбитального расщепления, должны сказываться эффекты непараболичности зон. Однако, авторам [4] не удалось получить достаточно большого количества осцилляций для наблюдения этих эффектов. В более поздних работах [5], с использованием шоттковского барьера также не были выполнены оптимальные условия для получения высокой однородности поля. В связи с этим представляет интерес получение спектров ЭО с большим количеством осцилляций, заполняющих энергетический промежуток от E_0 до $E_0 + \Delta_0$, чему и посвящено настоящее сообщение.

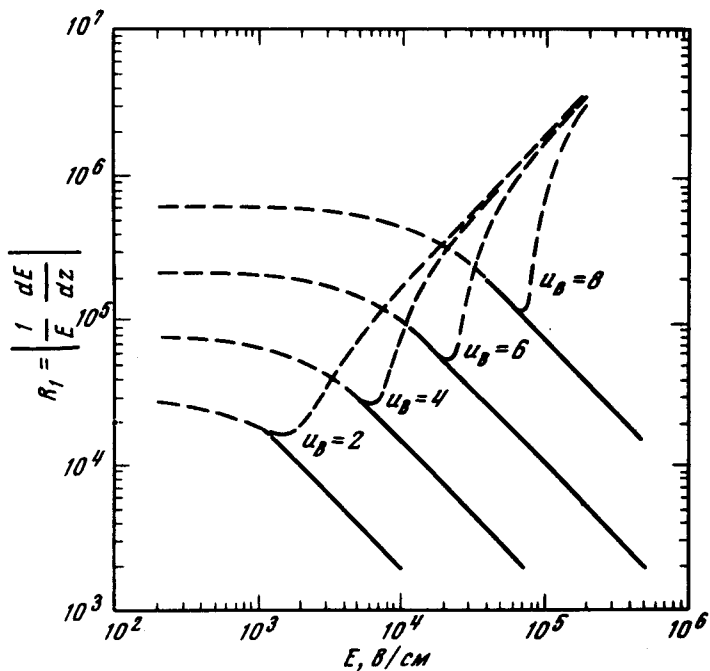


Рис. 1. Зависимость параметра неоднородности R_1 от величины поверхностного поля для разных уровней легирования образца, определяемых объемным потенциалом U_B . Сплошные линии – неравновесный случай в ОПЗ, пунктирные – равновесный

Зависимость параметра неоднородности R_1 от электрического поля при разных уровнях легирования образца в условиях равновесия в ОПЗ была рассчитана в [3]. Эта зависимость показана пунктирными линиями на рис. 1. Видно, что R_1 достигает минимума при определенном значении напряженности поля для каждого уровня легирования. Последующее возрастание R_1 с увеличением поля обусловлено образованием слоя инверсии в ОПЗ. Избежать этого можно, создав неравновесное обеднение вблизи поверхности. Случай неравновесного обеднения может быть реализован в структурах металл – диэлектрик – полупроводник при высоких частотах модуляции ($\approx 10^4$ гц) или в структурах ме-

талл — полупроводник (барьер Шоттки), когда неосновные носители не накапливаются в ОПЗ. В некоторых случаях эта ситуация будет осуществляться в системах электролит — полупроводник. Использование барьеров Шоттки для записи "однородных" спектров ЭО кажется более предпочтительным, потому что флуктуации потенциала, определяемые флуктуациями поверхностного заряда в структурах МДП, будут проявляться в барьерах Шоттки в существенно меньшей степени из-за экранирующего действия металлической поверхности.

В случае барьера Шоттки поле затухает вглубь полупроводника по закону

$$\mathcal{E}(z) = \mathcal{E}(z_s) \left(1 + \frac{z}{W}\right),$$

где $W = \epsilon_0 \epsilon \mathcal{E}(z_s) / qn_0$ — толщина слоя обеднения, ϵ_0 и ϵ — диэлектрические постоянные вакуума и полупроводника, соответственно, n_0 — равновесная концентрация электронов, q — заряд электрона. Тогда для параметра R_1 получим выражение

$$R_1 = \frac{qn_0}{\mathcal{E}(z_s)\epsilon_0\epsilon}.$$

Зависимость R_1 от поля и концентрации в этом случае представлена сплошными линиями на рис. 1, из которого видно, что при увеличении электрического поля в случае шоттковского барьера более однородное возмущение будет реализовываться в более собственном полупроводнике. Оценка, основанная на решении диффузионного уравнения для потока неосновных носителей в ОПЗ, показала, что минимальная концентрация доноров, достаточная для образования барьера Шоттки на германии при комнатной температуре составляет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 2 приведен спектр ЭО, полученный на (111) поверхности *n*-Ge с концентрацией $N_d = 1,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. В спектре видны три нерегулярности амплитуды осциллирующей части. Эти биения возникают из-за сложения осцилляций, обусловленных зонами легких и тяжелых дырок [4].

Пунктирная линия представляет алгебраическую сумму двух электрооптических функций $G(\eta_l)$ и $G(\eta_h)$ для зон легких и тяжелых дырок, соответственно

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{A}{\hbar\omega^2} [BG(\eta_l) + G(\eta_h)],$$

где A — амплитудный множитель, B — отношение вкладов легких и тяжелых дырок, η — безразмерный параметр, включающий приведенные массы в направлении поля. Эти массы были выбраны в соответствии с [6] и равняются $\mu_l = 0,0196 m_e$, $\mu_h = 0,0354 m_e$, $m_e = 0,038 m_0$, m_0 — масса свободного электрона. Этот теоретический спектр, вероятно, не будет точной подгонкой вблизи центра зоны Бриллюэна (в области максимума E_0) из-за эффектов вырождения и кулоновского взаимодействия. В области 2 — 6-й осцилляций теория совпала с экспериментом, а начиная со второго биения, наблюдается расхождение. Это означает, что экспериментальный спектр нельзя описать полностью, используя постоянные приведенные массы.

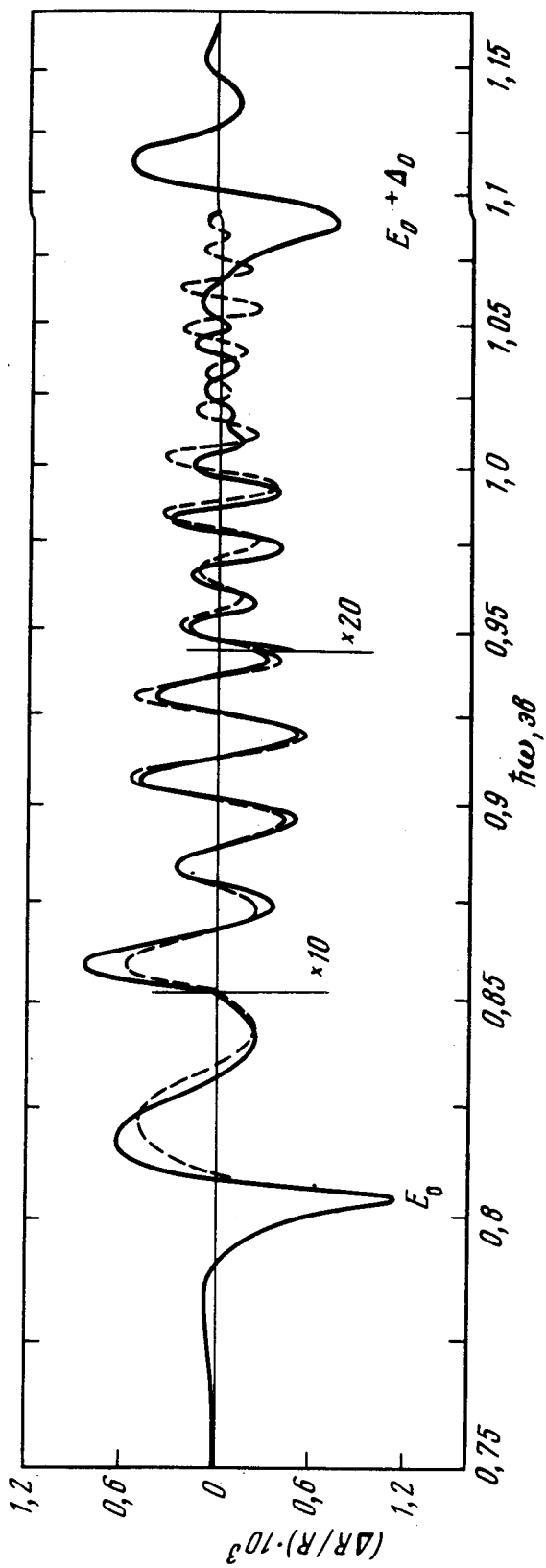


Рис. 2. Сплошная линия — спектр ЭО, полученный на шоттковском барьере для переходов E_0 и $E_0 + \Delta_0$. Ge. $T = 300\text{K}$, $\xi = 2,28 \cdot 10^4 \text{ в/см}$, $\xi \parallel [111]$, вектор поляризации световой волны $e \parallel [110]$. Пунктирная линия — теоретический спектр ЭО, полученный с использованием постоянных приведенных масс. Амплитуда этого спектра, начиная с $0,85 \text{ эв}$, увеличена в пять раз. Изменение амплитуды экспериментального спектра показано на рисунке

В области 2 – 3-го биений переходы из зоны тяжелых дырок локализованы в \bar{k} -пространстве дальше от центра зоны Бриллюэна, чем переходы из зоны легких дырок. Поэтому расхождение эксперимента с теорией обусловлено, скорее всего, изменением приведенной массы для зоны тяжелых дырок. Было найдено, что для совпадения теории с экспериментом новая "непараболическая" приведенная масса должна удовлетворять соотношению

$$\mu_h^* = \mu_h + 0,0735m_0 (\hbar\omega - E_g)^2,$$

где $\mu_h = 0,0354m_0$ – приведенная масса, которая была найдена в приближении параболических зон.

Поступила в редакцию
15 июля 1976 г.

Литература

- [1] D.E.Aspnes, A.Frova. Sol. St. Comm., 7, 155, 1969.
 - [2] В.А.Тягай. УФЖ, 15, 1164, 1970.
 - [3] St. Koeppen, P.Handler. Phys. Rev., 187, 1182, 1969.
 - [4] P.Handler. St. Jasperson, St. Koeppen. Phys. Rev. Lett., 23, 1387, 1969.
 - [5] D.E.Aspnes. Phys. Rev. Lett., 31, 230, 1973; Phys. Rev., B12, 2297, 1975.
 - [6] P.Lawaetz. Phys. Rev., B4, 3640, 1971.
-