

## СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДРЕЙФ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Э.М.Скок, А.М.Шалагин

Предсказывается возникновение дрейфа свободных электронов в полупроводниках при двухфотонных переходах (типа комбинационного рассеяния) между уровнями Ландау. Асимметрия распределения электронов по скоростям создается за счет селективного по скоростям воздействия излучения и разницы подвижностей электронов на разных уровнях Ландау. Разность потенциалов, возникающая в результате дрейфа, в типичных условиях может достигать значения  $\sim 10^{-3}$  В.

Недавно [1, 2] доказано существование интересного оптико-механического явления – направленного движения (дрейфа) частиц, поглощающих световое излучение и находящихся в смеси с буферным газом. Этот дрейф возникает благодаря двум обстоятельствам: селективному по скоростям возбуждению частиц светом (из-за эффекта Доплера) и различию времен поступательной релаксации в основном и возбужденном состояниях. В итоге устанавливается асимметричное распределение поглощающих частиц по скоростям, что и означает существование дрейфа. Дрейф может протекать как по волновому вектору излучения, так и против него, в зависимости от знака разности частоты излучения и частоты перехода.

Отмеченный эффект в газах проявляется очень сильно и должен найти множество приложений. Очевидно, что было бы интересно отыскать аналог данному эффекту в других (не газовых) системах. Как известно, многими свойствами, характерными для газов, обладают электроны в зоне проводимости в полупроводниках. Оказывается, что есть ситуация, когда аналогия с газовыми системами, с точки зрения обсуждаемого эффекта, становится почти полной. Речь идет о радиационных переходах между уровнями Ландау, точнее – о двухфотонных переходах типа комбинационного рассеяния (рис.1). Такие переходы используют, например, в так называемых спин-флип-лазерах (см., например, [3]).

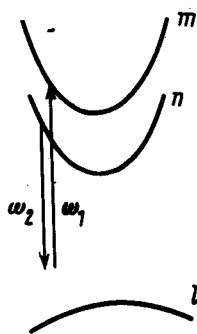


Рис.1. Схема двухфотонного перехода между уровнями Ландау.  $l$  – граница валентной зоны

Электроны в состояниях  $m$  и  $n$  обладают почти одинаковыми законами дисперсии (так же, как и атом газа в различных энергетических состояниях). Следовательно, линии двухфотонного процесса, изображенного на рис.1, присущ эффект Доплера в его традиционном проявлении. Доп-

плеровское уширение максимально, когда волны с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  распространяются навстречу друг другу и коллинеарно направлению магнитного поля, вдоль которого движение электронов свободно.

Предположим, что в отсутствие излучения свободные электроны находились на уровне  $n$ . Двухчастотное излучение будет вызывать возбуждение уровня  $m$ , причем из-за эффекта Доплера возбуждение селективно по скоростям в соответствии с условием резонанса  $\Omega \equiv \omega_1 - \omega_2 - \omega_{mn} = qv$ . Здесь  $q = k_{1Z} - k_{2Z}$  — разность проекций волновых векторов на направление магнитного поля (ось  $Z$ ),  $v$  — скорость электронов вдоль оси  $Z$ . Если пренебречь поступательной релаксацией, то распределение электронов по скоростям на уровнях  $n$  и  $m$  будут иметь вид, показанный на рис.2. Распределение на уровне  $m$  и будет в распределении на уровне  $n$  описываются функцией  $\phi(\Omega - qv)$ , имеющей максимум при  $\Omega = qv$  и полуширину  $\Gamma/q$ , где  $\Gamma$  — однородная полуширина линии комбинационного рассеяния. Ради наглядности мы предполагаем большое доплеровское уширение ( $\Gamma \ll q\bar{v}$ , где  $\bar{v}$  — характерная тепловая скорость электронов). При  $\Omega \neq 0$  каждое из распределений  $N_m(v)$ ,  $N_n(v)$  существенно асимметрично, однако суммарное распределение по скоростям  $N(v) = N_m(v) + N_n(v)$  в отсутствие поступательной релаксации остается симметричным.

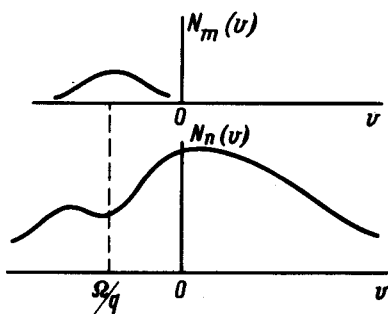


Рис.2. Характерный вид распределения электронов по скоростям на уровнях Ландау в условиях доплеровского уширения

Реально в полупроводниках происходит активное взаимодействие электронов с примесями и дефектами решетки, в результате чего в той или иной степени происходит термализация каждого из распределений (аналогично воздействию буферного газа). При этом скорости термализации  $\nu_m$  и  $\nu_n$  в состояниях  $m$  и  $n$  различны. Например, на переходах с переворотом спина  $\nu_m$  и  $\nu_n$  могут различаться в несколько раз согласно данным [4, 5] по изменению подвижности электронов при перевороте спина. Предположим, что  $\nu_n > \nu_m$ , т.е. распределение  $N_n(v)$  термализуется быстрее. Тогда суммарное распределение  $N(v)$  приобретает асимметрию в соответствии с асимметрией  $N_m(v)$ . Другими словами, возникает направленное движение (дрейф) электронов, проявляющийся в виде электрического тока. Скорость дрейфа  $u$  описывается формулой:

$$u = \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \cdot \frac{1}{\Gamma_m + \nu_m} P \frac{\langle v \phi(\Omega - qv) \rangle}{\langle \phi(\Omega - qv) \rangle} \quad (1)$$

Здесь  $\Gamma_m$  — скорость спонтанного и столкновительного тушения уровня  $m$ ;  $P$  — вероятность (в единицу времени) перехода  $n \rightarrow m$  под действием излучения; угловыми скобками обозначено усреднение по скоростям с равновесным распределением.

Светоиндуцированный дрейф электронов приводит к установлению разности потенциалов  $V$  на концах исследуемого образца, которая определяется из соотношения

$$V = uL / \mu, \quad (2)$$

где  $L$  — длина образца по направлению магнитного поля,  $\mu$  — подвижность электронов (рассматриваем полупроводник с электронной проводимостью).<sup>†</sup>

Оценим значение, которое может достигать величина  $V$ . Длину образца  $L$  выбираем порядка расстояния  $l_\Phi$ , на котором происходит существенное уменьшение интенсивности излучения частоты  $\omega_1$ , причем  $l_\Phi$  находится из соотношения

$$S \equiv \frac{c}{8\pi} |E_1|^2 = \hbar \omega_1 N P l_\Phi, \quad (3)$$

где  $N$  — концентрация электронов,  $S$  — плотность потока энергии. Таким образом, для разности потенциалов получаем следующую оценку:

$$V \sim \frac{\nu_n - \nu_m}{\nu_n} \frac{S \bar{v}}{\hbar \omega_1 N \mu (\Gamma_m + \nu_m)} \frac{\langle \frac{v}{\bar{v}} \phi(\Omega - qv) \rangle}{\langle \phi(\Omega - qv) \rangle}. \quad (4)$$

Последний множитель в этом выражении может достигать значения порядка единицы. Так, в случае преобладающего доплеровского уширения имеем

$$\frac{\langle \frac{v}{\bar{v}} \phi(\Omega - qv) \rangle}{\langle \phi(\Omega - qv) \rangle} \sim \frac{\Omega}{q\bar{v}}; \quad (\Omega \lesssim q\bar{v}). \quad (5)$$

Подставим в (4) значения величин, характерные для кристалла антимоноида индия — типичного материала для получения спин-флип генерации при возбуждении излучением СО-лазера. При  $T = 4\text{К}$  имеем  $v \sim 10^7 \text{см/сек}$  (при эффективной массе электрона  $\sim 1,5 \cdot 10^{-29} \text{г}$  [6]),  $\mu \sim 10^6 \text{см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$  [6];  $\nu_n, \nu_m \sim 10^{11} \text{сек}^{-1}$  (частота столкновений вычислена из значений подвижности и эффективной массы),  $N \sim 10^{14} \text{см}^{-3}$ ,  $|\nu_n - \nu_m|/\nu_n \sim 1$ ,  $\Gamma_m \ll \nu_m$ . Для мощности излучения СО-лазера  $\sim 1 \text{Вт}$  ( $\lambda = 5,3 \cdot 10^{-4} \text{см}$ ) и площади поперечного сечения образца  $\sim 10^{-2} \text{см}^2$  согласно (4) получим

$$V \sim 10^{-3} \text{В}. \quad (6)$$

Таким образом, эффект светоиндуцированного дрейфа электронов легко обнаружить экспериментально. Заметим, что разность потенциалов меняет знак при изменении знака  $\Omega$ . Поскольку частота перехода

да  $m - n$  пропорциональна напряженности  $H$  магнитного поля, то зависимость разности потенциалов от  $H$  имеет характерный вид, представленный на рис.3. На основе такой специфической зависимости эффект

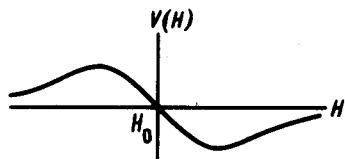


Рис.3. Качественный вид зависимости разности потенциалов от напряженности магнитного поля. Значение  $H = H_0$  отвечает условию резонанса ( $\Omega = 0$ )

светоиндуцированного дрейфа электронов легко выделить на фоне других эффектов, в частности, на фоне известного эффекта увлечения электронов светом вследствие передачи импульса фотонов электронам (см., например, [7] и цитированную там литературу). Отметим, что обсуждавшийся выше эффект и в количественной мере преобладает над эффектом увлечения. Можно показать, что соответствующие дрейфовые скорости соотносятся как тепловой импульс электрона  $m\bar{v}$  и импульс фотона  $\hbar q$ . Для приведенных выше параметров имеем  $m\bar{v} / \hbar q \sim 10$ , т.е. эффект светоиндуцированного дрейфа может проявляться на порядок сильнее, чем эффект увлечения электронов светом (при расчетах последний мы не учитывали).

Авторы признательны С.Г.Раутиану за полезные замечания и интерес к работе.

Институт физики полупроводников  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
10 апреля 1980 г.  
24 июня 1980 г.

Институт автоматики  
и электроники  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

### Литература

- [1] Ф.Х.Гельмуханов, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 29, 773, 1979.
- [2] В.Д.Анцыгин, С.Н.Атутов, Ф.Х.Гельмуханов, Г.Г.Телегин, А.М.Шалагин. Письма в ЖЭТФ, 30, 262, 1979.
- [3] R.B.Dennis, C.R.Pidgeon, S.D.Smith, B.S.Wherrett, R.A.Wood. Proc. R. Soc. Lond., A331, 203, 1972.
- [4] R.Maxwell, A.Honig. Phys. Rev. Lett., 17, 188, 1966.
- [5] H.Wachernig, R.Grisar, G.Bauer, S.Hayashi. Physica, 89B, 290, 1977.
- [6] D.L.Rode. Phys. Rev., B3, 3287, 1971.
- [7] П.М.Валов, А.М.Данишевский, А.А.Кастальский, Б.С.Рывкин, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий, ЖЭТФ, 59, 1919, 1970.