

УДАРНАЯ ИОНИЗАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

С.Д.Ганичев, А.П.Дмитриев, С.А.Емельянов,
Я.В.Терентьев, И.Д.Ярошецкий, И.Н.Ясиевич

Обнаружено явление ударной ионизации в n -InSb за счет разогрева электронов в поле световой волны. Проведено теоретическое рассмотрение наблюдаемого явления.

Обнаружено явление рождения электронно-дырочных пар в n -InSb ($\epsilon_g = 224$ мэВ) при возбуждении светом, энергия квантов которого ($\hbar\omega = 13,7$ мэВ) составляет всего 1/16 часть от ширины запрещенной зоны. Показано, что это явление обусловлено ударной ионизацией электронами разогретыми в электрическом поле световой волны.

В качестве источника излучения использовался лазер на NH_3 с оптической накачкой CO_2 -лазером¹. Длина волны излучения $\lambda = 90,55$ мкм, длительность импульса излучения составляла 40 нс, интенсивность излучения падающего на образец достигала 2 МВт/см^2 . В экспериментах изучалась кинетика фотопроводимости, зависимость относительной фотопроводимости $\Delta\sigma/\sigma$ от интенсивности падающего излучения I и рекомбинационное излучение InSb в собственной области. Измерения проводились на образцах InSb n -типа с концентрацией от $9,3 \cdot 10^{12}$ до $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 78 \text{ К}$.

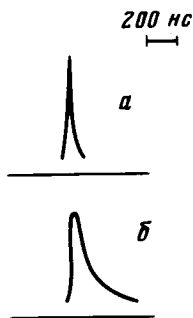


Рис. 1. a – осциллограмма возбуждающего излучения NH_3 -лазера ($\hbar\omega = 13,7$ мэВ), b – осциллограмма рекомбинационного излучения электронно-дырочных пар ($n = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $T = 78 \text{ К}$)

При исследовании образца n -InSb с концентрацией $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ была обнаружена люминесценция в области собственной полосы поглощения антимолида индия, возникающая при возбуждении светом с $\lambda = 90,55$ мкм. Соответствующие осциллограммы приведены на рис. 1. Этот факт несомненно свидетельствует о появлении электронно-дырочных пар, несмотря на то, что энергия возбуждающего кванта много меньше (~ 16 раз) ширины запрещенной зоны. Возникновение электронно-дырочных пар приводит к появлению

фотопроводимости, кинетика которой определяется временем жизни электронов. Как известно, в InSb при $T = 78\text{ K}$ время жизни определяется безызлучательным и излучательным каналами рекомбинации и существенно зависит от концентрации темновых носителей и уровня возбуждения. Наблюдаемые нами времена фотоответа на различных образцах лежат в диапазоне от сотен наносекунд до нескольких микросекунд и находятся в хорошем соответствии с данными по временам жизни в InSb полученными при обычном возбуждении, когда $\hbar\omega \geq \epsilon_g^2$.

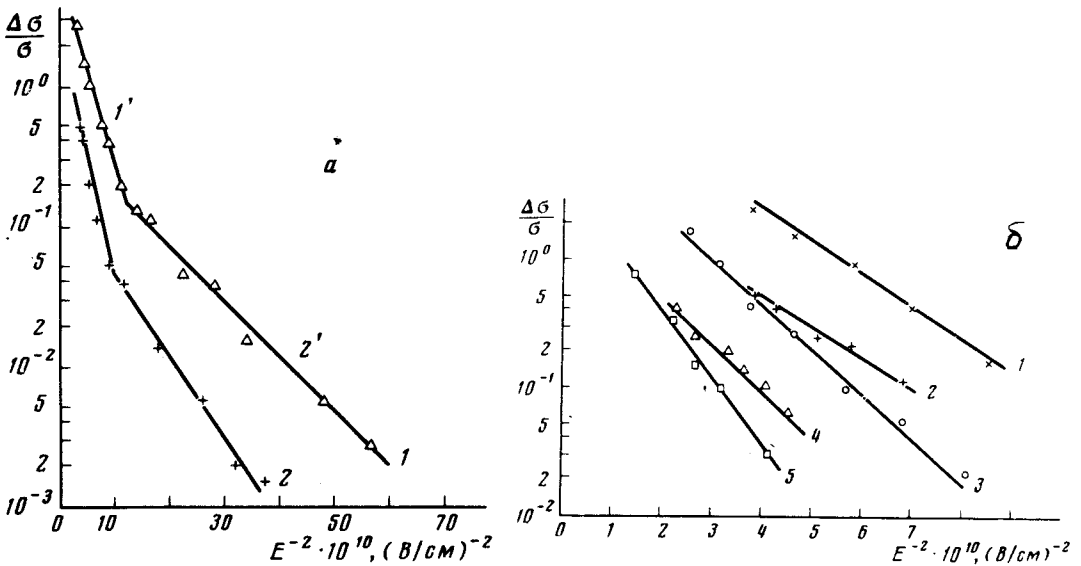


Рис. 2. Зависимость относительной фотопроводимости в n -InSb при $T = 78\text{ K}$ от напряженности поля электромагнитной волны. $n, \text{ см}^{-3}$: а - 1 - $9,3 \cdot 10^{12}$; 2 - $3,67 \cdot 10^{13}$. б - 1 - $1,49 \cdot 10^{14}$; 2 - $3,67 \cdot 10^{13}$; 3 - $3,4 \cdot 10^{14}$; 4 - $2,3 \cdot 10^{15}$; 5 - $6,38 \cdot 10^{14}$

Появление электронно-дырочных пар мы связываем с ударной ионизацией электронами разогретыми в поле мощной световой волны. На рис. 2, а, б представлены зависимости $\ln(\Delta\sigma/\sigma)$ от E^{-2} , где E — амплитуда электрического поля световой волны. Обращает на себя внимание наличие двух прямолинейных участков, на которых зависимость относительной фотопроводимости хорошо описывается соотношением

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = A_i \exp \left\{ - \left(\frac{E_{0i}}{E} \right)^2 \right\}. \quad (2)$$

При этом характеристические поля E_{01} и E_{02} имеют значения $E_{01} = 7 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $E_{02} = 3 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, и, как показали эксперименты выполненные в диапазоне концентрации от $9 \cdot 10^{12}$ до $2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, практически не зависят от концентрации. В то же время предэкспоненциальные множители A_1 и A_2 существенно возрастают с ростом концентрации. Мы считаем, что участок 1' обусловлен межзонной ударной ионизацией, а участок 2' — ударной ионизацией примесного уровня структурного дефекта, лежащего примерно посредине запрещенной зоны.

Генерация пар производится электронами с энергиями, превышающими пороговое значение ϵ_i , которое для прямой межзонной ударной ионизации в InSb при $T = 78\text{ K}$ равно $0,25 \text{ эВ}$ (превышение ϵ_i над $\epsilon_g = 0,22 \text{ эВ}$ связано с кейновским характером спектра в InSb). При разогреве электронов высокочастотным полем волны, если частота света ω намного превышает частоту столкновений ν , распределение носителей по импульсам слабо асимметрично и его можно характеризовать усредненной по периоду симметричной частью

функции распределения $f_0(\epsilon)$, которая зависит только от энергии. Для нахождения $f_0(\epsilon)$ в области больших энергий $\epsilon > \hbar\omega_0$ (ω_0 – частота оптического фонона) использовалось классическое кинетическое уравнение. Это возможно при выполнении двух критериев: $\hbar\omega \ll \tilde{\epsilon}$ ($\tilde{\epsilon}$ – характерный масштаб спада функции распределения) и $(eE)^2/\hbar m \omega^3 \gg 1$. Эти критерии хорошо выполнялись в рассматриваемых условиях. Из кинетического уравнения следует:

$$\frac{e^2 E^2 \nu_t(\epsilon) v(\epsilon)}{6\omega^2} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} + \hbar\omega_0 \nu(\epsilon) f_0(\epsilon) = 0, \quad (2)$$

где e – заряд электрона, $v(\epsilon)$ – скорость электрона с энергией ϵ , $\nu(\epsilon)$ – частота столкновений с оптическими фононами, а $\nu_t(\epsilon)$ – транспортная частота. В уравнении (2) первый член описывает набор энергии электронами в высокочастотном поле с амплитудой E . При $\omega \gg \nu$ набор энергии возможен лишь при наличии упругих столкновений, которые переводят кинетическую энергию продольного по отношению к полю движения в энергию поперечного движения. Второй член в (2) отвечает за потери энергии при столкновениях с продольными оптическими фононами. При выводе (2) учитывалось только взаимодействие с продольными фононами, которое в актуальной области энергий носит квазиупругий характер. В соответствии с моделью Кейна:

$$\epsilon(p) = \sqrt{\frac{\epsilon_g^2}{4} + \frac{p^2 \epsilon_g}{2m_c}} - \frac{\epsilon_g}{2}; \quad v(\epsilon) = \frac{\partial \epsilon}{\partial p} = 2 \sqrt{\frac{\epsilon_g}{2m_c}} \frac{\sqrt{\epsilon(\epsilon + \epsilon_g)}}{2\epsilon + \epsilon_g}, \quad (3)$$

где m_c – масса электронов на дне зоны проводимости. Тогда для частот столкновений имеем при $\epsilon \gg \hbar\omega_0$:

$$\nu_t(\epsilon) = \frac{e^2 m_c \omega_0}{\hbar \sqrt{2m_c \epsilon_g}} \left(\frac{1}{\kappa_\infty} - \frac{1}{\kappa_0} \right); \quad \nu(\epsilon) = \nu_t \ln \frac{4\epsilon(\epsilon + \epsilon_g)}{\hbar\omega(2\epsilon + \epsilon_g)}.$$

В нашем случае условие $\omega \gg \nu_t$ выполнено с большим запасом, так как $\omega = 2 \cdot 10^{13}$, а $\nu_t(\epsilon)$ в характерной области энергии $\sim 10^{11}$.

Из (2) для функции распределения получим

$$f_0(\epsilon) \sim \exp \left\{ - \frac{6\hbar\omega_0 \omega^2}{e^2 E^2} \int_{\hbar\omega}^{\epsilon} \frac{\ln \frac{4\epsilon'(\epsilon' + \epsilon_g)}{\hbar\omega_0(2\epsilon' + \epsilon_g)}}{\nu^2(\epsilon')} d\epsilon' \right\}. \quad (4)$$

Коэффициент ударной ионизации пропорционален значению $f_0(\epsilon)$ при $\epsilon = \epsilon_i$. Отсюда следует экспоненциальный характер зависимости относительной фотопроводимости от E^{-2} (формула (1)) и выражение для характеристических полей E_{01}, E_{02} . В случае межзонной ударной ионизации имеем

$$E_{01} = \left(\frac{3\hbar\omega_0 \omega^2 m_c}{e^2 \epsilon_g} \int_{\hbar\omega}^{\epsilon_i} \frac{(2\epsilon + \epsilon_g)^2 \ln \frac{4\epsilon(\epsilon + \epsilon_g)}{\hbar\omega_0(2\epsilon + \epsilon_g)}}{\epsilon(\epsilon + \epsilon_g)} d\epsilon \right)^{1/2}. \quad (5)$$

Если принять, что участку 2 на рис. 2, а соответствует ударная ионизация примесей, лежащих посредине запрещенной зоны, то для E_{02} имеем формулу (5), в которой $\epsilon_i = \epsilon_g/2$.

Расчет по (5) дает $E_{01} = 6,2 \cdot 10^4$ В/см, $E_{02} = 3,7 \cdot 10^4$ В/см. Видно, что характер полевой зависимости $\Delta\sigma/\sigma$ и значение полей E_{01}, E_{02} хорошо согласуются с экспериментом.

Возможно, что ударная ионизация в поле световой волны ответственна за появление электронно-дырочных пар в Ge при $T = 300\text{K}$ в условиях возбуждения CO_2 -лазером^{3,4}. Авторы благодарят В.И.Переля за полезное обсуждение.

Литература

1. Ганичев С.Д., Емельянов С.А., Ивченко Е.Л., Перлин Е.Ю., Ярощцкий И.Д. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 479.
2. Абдувахидов Х.М., Волков А.С., Галаванов В.В. ФТП, 1968, 2, 122.
3. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Сидорин А.В. ФТП, 1978, 12, 1938.
4. Yuen S. Y., Aggarwal R. L., Lee N., Lax V. . Optics communications, 1979, 28, 237.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 июля 1984 г.