

ЛАЗЕРНЫЙ НАГРЕВ И ИСПАРЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ

А.А.Маненков, Г.Н.Михайлова, А.М.Прохоров,
А.В.Сидорин, С.Ю.Соколов, С.Г.Туходеев

В работе сообщается об обнаружении эффекта испарения электронно-дырочных капель в германии излучением CO_2 -лазера, наблюдаемого по тушению люминесценции ЭДК. Результаты объясняются нагревом ЭД системы и решетки кристалла излучением 10,6 мкм и разлетом неравновесных носителей под действием фононного ветра, генерируемого при поглощении излучения и релаксации горячих носителей.

Исследования взаимодействия сильных электромагнитных полей с электронно-дырочной жидкостью (ЭДЖ) в полупроводниках представляет значительный интерес для выяснения ее природы и свойств. В данной работе изучалось воздействие мощного излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм, $E \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Дж, $\tau \approx 100$ нс) на систему неравновесных носителей в чистом бездислокационном Ge в условиях образования электронно-дырочных капель (ЭДК) при $T = 4,2$ и 1,6К. Для генерации носителей в экспериментах использовался импульсный YAG:Nd³⁺-лазер ($\lambda = 1,06$ мкм, $E \approx 10^{-5}$ Дж, $\tau \approx 10$ нс), позволявший получить среднюю начальную концентрацию в образце $10^{15} - 10^{16}$ см⁻³. Между возбуждающим импульсом YAG-лазера и CO_2 -импульсом осуществлялась регулируемая задержка в диапазоне $t_d = 0 \div 50$ мкс.

Изучались кинетика интенсивности и спектры рекомбинационного излучения (РИ) образца до и после импульса CO_2 -лазера. На рис. 1 представлены осциллограммы сигналов кинетики люминесценции ЭДК при различных интенсивностях (W) CO_2 -лазера. Видно, что под действием импульса CO_2 -лазера при $W \sim 10^5$ Вт/см² наблюдается резкое уменьшение интенсивности РИ: необратимое при $W \geq 5 \cdot 10^5$ Вт/см² и с частичным восстановлением при $W \leq 10^5$ Вт/см².

Было выяснено, что эффект подавления люминесценции не является пороговым по интенсивности CO_2 -лазера и не зависит от времени задержки CO_2 -импульса относительно импульса YAG-лазера. Спектр люминесценции образца после воздействия излучения CO_2 -лазера сильно видоизменяется: уменьшается интенсивность линии ЭДК (709 мэВ) и возникает линия свободного экситона (714 мэВ) (см. рис. 2). Полученные спектры характерны для ЭД системы вблизи критической точки фазового перехода жидкость – газ ($T \sim 6$ К)¹.

Детальное исследование кинетики этих линий (рис. 3) показало следующее: интенсивность линии ЭДК после CO_2 -импульса сначала нарастает (до $t \sim 5$ мкс), а затем спадает значительно быстрее, чем в случае естественной рекомбинации. Кинетика линии свободного экситона также сначала нарастает, а затем неэкспоненциально уменьшается. (Заметим, что из-за наводки, возникающей в момент включения CO_2 -лазера, приемная система не регистрировала сигнал во время CO_2 -импульса (~ 100 нс) и 1 – 2 мкс спустя).

Таким образом, приведенные результаты свидетельствуют о распаде ЭДК под действием CO_2 -излучения и повторной конденсации в условиях повышенной температуры кристалла.

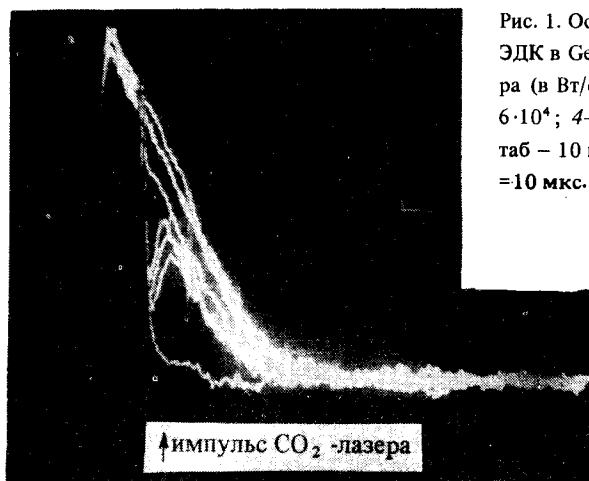


Рис. 1. Оциллограммы сигналов кинетики люминесценции ЭДК в Ge при различных уровнях интенсивности CO_2 -лазера (в $\text{Вт}/\text{см}^2$): снизу вверх: 1 – $5 \cdot 10^5$; 2 – $1,2 \cdot 10^5$; 3 – $6 \cdot 10^4$; 4 – $3 \cdot 10^4$; 5 – $1,4 \cdot 10^4$; 6 – $2,4 \cdot 10^3$; 7 – 0. Масштаб – 10 мкс/дел. Задержка импульса CO_2 -лазера – $t_d = 10$ мкс. $T = 1,6\text{К}$. Спектральное разрешение – 1,5 мэВ

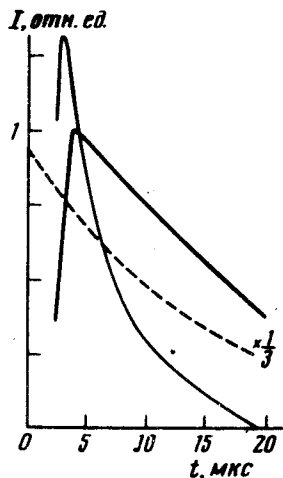
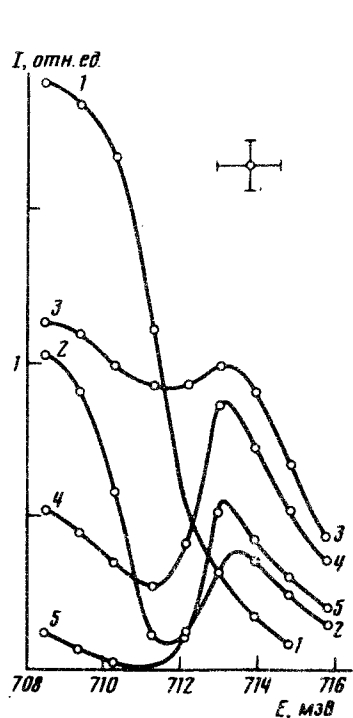


Рис. 3. Кинетика каплевой (а) и экситонной (б) линий рекомбинационного излучения Ge после CO_2 -импульса с $W = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Начало отсчета соответствует моменту окончания CO_2 -импульса. $T = 1,6\text{К}$. Пунктиром показана кинетика люминесценции ЭДК в отсутствие излучения CO_2 -лазера

Рис. 2. Коротковолновая часть спектров люминесценции Ge при 1,6К в различные моменты времени относительно YAG-лазера (t^*). Кривая 1 – без воздействия CO_2 -лазера при $t^* = 7,5$ мкс. Кривые (2 – 5) – после импульса CO_2 -лазера ($W = 1,5 \cdot 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$, $t_d = 5$ мкс): 2 – $t^* = 7,5$ мкс; 3 – $t^* = 10$ мкс; 4 – $t^* = 12,5$ мкс; 5 – $t^* = 20$ мкс

Для объяснения экспериментальных результатов следует рассмотреть три процесса: нагрев ЭД системы излучением 10,6 мкм, влияние фононного ветра, общий нагрев и последующее остывание образца.

Во время действия CO_2 -лазера происходит нагрев ЭД системы, вызванный поглощением носителями квантов CO_2 -излучения с энергией $\hbar\omega = (2\pi\hbar c/\lambda) \approx 117$ мэВ. Среднюю энергию \mathcal{E} носителя можно оценить, приравняв энергию, поглощенную из поля (сечение поглощения $\sigma = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$), потерям на излучение фононов. При $W = 10^4 - 10^5 \text{ Вт}/\text{см}^2$ частота поглощения квантов CO_2 -излучения каждой ЭД парой имеет порядок $\nu = (\sigma W/\hbar\omega) \sim (10^9 - 10^{10}) \text{ с}^{-1}$. За время между последовательными актами поглощения носитель за $\tau_{opt} \sim 10^{-12} \text{ с}$ излучает оптические фононы с энергией $\hbar\omega_{opt} \sim 34 \text{ мэВ}$, а затем, с боль-

шими характерными временами — акустические ¹⁾. Поскольку $\nu \ll \tau_{opt}^{-1}$, условие баланса можно записать в виде:

$$\frac{\mathcal{E}}{\tau_{ac}(\mathcal{E})} = \bar{n}\nu(\omega - 3\omega_{opt}), \quad (1)$$

где $\tau_{ac}(\mathcal{E})$ — время релаксации носителя с энергией \mathcal{E} на акустических фононах, приближенно равное:

$$\tau_{ac}^{-1}(\mathcal{E}) \approx \eta \tau_p^{-1}(T) \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{kT}}, \quad (2)$$

где $\tau_p(T) \sim 10^{-9}$ с — среднее время релаксации при $T \sim 3$ К, — $\eta \sim 1$ — численный множитель ⁵⁾. Тогда имеем:

$$\mathcal{E} = \left[\sigma W \left(\frac{\omega - 3\omega_{opt}}{\omega} \right) \sqrt{kT} \tau_p(T) \right]^{2/3} \approx 8,6 \text{ мэВ}, \quad (3)$$

что соответствует температуре ~ 100 К.

Итак, при интенсивностях излучения CO_2 -лазера $W \sim 10^5$ Вт/см² ЭДК испаряются и образуется электронно-дырочная плазма с температурой ~ 100 К.

В процессе термализации высокоэнергетичных носителей и последующего распада образующихся при этом звуковых квантов возникают мощные фононные потоки, которые выбрасывают часть носителей на поверхность кристалла, где они быстро рекомбинируют. Из экспериментов следует, что при $W \lesssim 10^5$ Вт/см² значительное число носителей вновь конденсируется в ЭДК. Оценки показывают, что доля таких фононов, которые эффективно взаимодействуют с носителями и выносят их к границам кристалла, в общей энергии испускаемых фононов очень мала $\beta < 10^{-3}$ (соответствующая величина для фононов, образующихся при рекомбинации, гораздо больше — $\beta \sim 0,1$ ⁶⁾). Это означает, что образовавшиеся при термализации и последующем распаде звуковых квантов фононы слабо взаимодействуют с ЭД плазмой. По-видимому, это поперечные акустические фононы ⁷⁾.

Энергия CO_2 -излучения, поглощенная ЭД системой, в конце концов переходит в решетку и приводит, наряду с решеточным поглощением, к перегреву образца. Оценим этот перегрев. При средней концентрации носителей $\bar{n} \sim 10^{15}$ см⁻³ и толщине кристалла $x = 2$ мм $E_{eh} = \sigma \bar{n} x E_0 \approx 5 \cdot 10^{-2} E_0$. Поглощение в решетке $E_L = axE_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} E_0$ при $a \approx 0,01$ см⁻¹ ⁸⁾. Суммарное поглощение $E_a = E_{eh} + E_L \approx 5,2 \cdot 10^{-2} E_0$. При $E_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$ Дж температура кристалла может достигать ~ 10 К ⁹⁾.

Экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с приведенным анализом процесса взаимодействия излучения 10,6 мкм с электронно-дырочной жидкостью. Действительно, при относительно небольших интенсивностях W образец успевает быстро охладиться ²⁾ после импульса CO_2 -лазера, при этом происходит реконденсация экситонов, и линия излучения ЭДК восстанавливается (рис. 1). При больших интенсивностях W перегрев кристалла значителен, и капли снова не образуются. К тому же фононный ветер в этих условиях достаточно интенсивен, чтобы выбросить все носители к границам образца.

Авторы выражают благодарность Л.В.Келдышу и Н.Н.Сибельдину за обсуждение настоящей работы.

¹⁾ Строго говоря, прямое поглощение квантов 117 мэВ запрещено законом сохранения квазимпульса и определяющую роль в поглощении должны играть непрямые переходы электронов и дырок с испусканием фононов. Для баланса энергии это, однако, несущественно.

²⁾ Кинетика остывания образцов Ge в жидком гелии изучена в работе ⁹⁾.

Литература

1. *Thomas G.A., Rice T.M., Hensel J.C.* Phys. Rev. Lett., 1974, 33, 219.
2. *Калинушкин В.П., Маненков А.А., Михайлова Г.Н., Соколов С.Ю.* Препринт ФИАН СССР № 128, 1982 г.
3. *Зеегер К.* Кн. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977, стр. 255.
4. *Бьюб Р.* Кн. Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962, стр. 261.
5. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Кн. Физика полупроводников, М.: Наука, 1977, стр. 429.
6. *Дурандин А.Д., Сибельдин Н.Н., Стопачинский В.Б., Цветков В.А.* Письма в ЖЭТФ, 1977, 26; 395.
7. *Hensel J.C., Dynes R.C.* Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 969.
8. *Barth W., Elsaesser K., Güth W.* Phys. stat. sol. (a), 1976, 34, 153.
9. *Маненков А.А., Михайлова Г.Н., Сеферов А.С., Чернецкий В.Д.* ФТТ, 1974, 16, 9, 2729.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
20 мая 1982 г.