

УДК 539.21

## ЗАРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ЖИДКОСТИ В КРЕМНИИ

*Б. М. Ашкинадзе, В. В. Бельков*

Исследована конденсация экситонов в кремнии при  $T < 8$  К в условиях разогрева неравновесных электронов в СВЧ поле. Горячие электроны вызывали ионизацию многоэкситонных комплексов, что позволило определить положение порога зарождения жидкой фазы и обнаружить сравнительно долгоживущий гистерезис в люминесценции экситонов и электронно-дырочной жидкости. Сделан вывод, что процесс конденсации экситонов в кремнии при  $T < 8$  К является фазовым переходом I рода. Появление характерного для этого процесса потенциального барьера обусловлено неизотермическим характером зарождения в неравновесной системе частиц. Существование гистерезиса свидетельствует о неподвижности капель. Полученные экспериментальные данные позволяют считать, что зарождению электронно-дырочной жидкости предшествует появление свободных многоэкситонных комплексов.

Как известно, конденсацию экситонов в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ) в кристаллах германия при  $T > 1.3$  К можно рассматривать как фазовый переход I рода в неравновесной системе: появление жидкости, сопровождающееся разгоранием характерной линии излучения, происходит пороговым образом, и величина объема жидкости неоднозначно зависит от концентрации окружающего газа, т. е. наблюдается гистерезис [1, 2].

В кремнии при  $T < 8$  К взаимодействие между экситонами приводит к разгоранию люминесценции в длинноволновой относительно линий излучения свободного экситона (СЭ) области спектра. При увеличении плотности СЭ происходит непрерывная трансформация спектра и при достаточном высоких накачках в нем наблюдается характерная линия излучения ЭДЖ. Эволюционный характер изменения вида спектра и отсутствие гистерезиса в зависимости интенсивности излучения ЭДЖ от уровня возбуждения  $I$  ( $G$ ) привели к представлению о том, что низкотемпературная конденсация экситонов в кремнии происходит как фазовый переход II рода [2-4].

В настоящей работе проведено исследование зарождения ЭДЖ в кремнии в условиях разогрева электронов. Горячие электроны приводили к гашению люминесценции многоэкситонных комплексов (МЭК), что позволило выделить «истинный» порог зарождения жидкости. Установлено, что конденсация экситонов при  $T < 8$  К является фазовым переходом I рода и совершается с преодолением барьера потенциала: возникновение барьера связывается с неизотермическим характером зарождения в неравновесной системе.

В условиях разогрева свободных носителей при  $T=1.8$  К обнаружен гистерезис в зависимости интенсивности люминесценции ЭДЖ и экситонов от уровня возбуждения. Время жизни метастабильного состояния в этих условиях достигало  $3 \cdot 10^{-2}$  с, что позволило сделать вывод о неподвижности капель в кремнии вблизи порога конденсации.

Исследовались образцы кремния *p*-типа с концентрацией примеси бора  $N_i \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Образец помещался в короткозамкнутый отрезок волновода в пучность электрического СВЧ поля. Свободные носители заряда, главным образом электроны, разогревались в СВЧ поле, причем эффективность разогрева электронов могла варьироваться за счет приложения постоянного магнитного поля при приближении к условиям циклотронного резонанса. Мощность СВЧ в тракте в ряде экспериментов модулировалась с помощью *p-i-n*

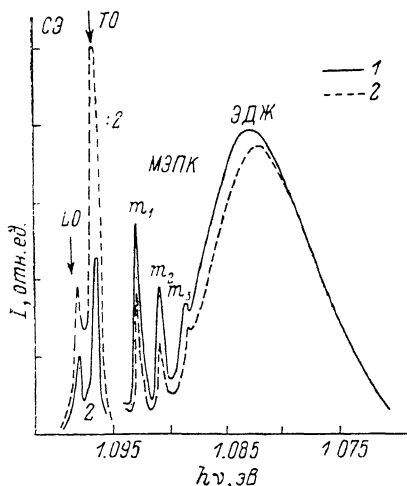


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции кремния при высоком уровне оптического возбуждения.  $T=1.8 \text{ К}$ ,  $E=0$  (1),  $E=E_{\text{max}}$  (2).

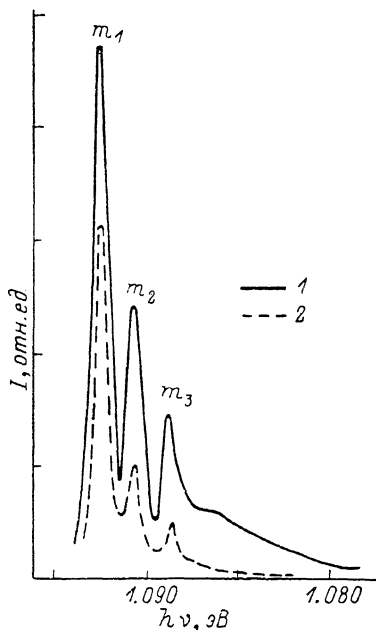


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции кремния при малом уровне возбуждения  $G \approx 2G_1$ .  $E=0$  (1),  $E \approx 0.5E_{\text{max}}$  (2).

диода. Образец находился в жидком гелии при  $T=1.8 \text{ К}$ . Неравновесные электронно-дырочные пары возбуждались светом непрерывного He—Ne или  $\text{K}g^+$  лазеров, а также импульсным GaAs лазером. Сигнал люминесценции регистрировался с помощью охлаждаемого ФЭУ-83, работавшего в режиме счета фотонов.

## 2. Влияние горячих электронов

на низкотемпературную люминесценцию кремния

На рис. 1 показаны изменения спектров излучения кремния ( $T=1.8 \text{ К}$ ), происходящие при включении СВЧ поля для случая высокого уровня оптического возбуждения. При действии СВЧ поля наблюдаются рост интенсивности и уширение линий излучения *LO* и *TO* фоновых повторений свободного экситона, а также уменьшение интенсивностей излучения связанного экситона ( $m_1$ ) и многоэкситонных примесных комплексов (МЭПК,  $m_2$  и  $m_3$ ). Интенсивность излучения ЭДЖ практически не изменяется, однако спектр излучения в области 1.078—1.088 эВ трансформировался — максимум линии излучения ЭДЖ сдвинулся в сторону меньших энергий.

Электрическое поле СВЧ волны  $E$  разогревает свободные электроны; оценка максимальной температуры горячих электронов, достигаемой нами в условиях циклотронного резонанса, дает величину  $T_e \approx 30 \text{ К}$ . Горячие электроны, соударяясь с экситонами, МЭПК и ЭДК, передают им энергию. Энергия горячих электронов была недостаточной для ударной ионизации

свободных экситонов, так как энергия связи частиц в свободном экситоне велика ( $\epsilon_s \approx 14$  мэВ), однако возможен разогрев экситонного газа [6].

Энергия связи экситона в МЭПК существенно меньше, и горячие электроны производили ионизацию комплексов с образованием свободных экситонов. Таким образом, уменьшалось число экситонных комплексов и росла плотность свободных экситонов. Заметим, что изменения в соотношении интенсивностей линий МЭПК под действием горячих электронов определяются как величинами коэффициентов ударной ионизации для каждого комплекса, так и перераспределением экситонов между различными комплексами [5].

Соударения и захват горячих электронов на электронно-дырочные капли могут в принципе приводить к росту температуры ЭДК [6]. Ниже будет показано, что в кристаллах кремния тепловой нагрев капель при захвате свободных электронов несуществен, поэтому горячие носители не влияют на сформировавшиеся ЭДК (рис. 1).<sup>1</sup> Причину же трансформации спектра излучения ЭДЖ следует искать в изменении условий зарождения капель в присутствии греющего поля.

На рис. 2 приведены спектры излучения в области невысоких накачек. В спектрах присутствуют отчетливые линии излучения МЭПК, а в длинноволновой области 1.078—1.088 эВ появилась полоса излучения, которую можно рассматривать как широкое длинноволновое крыло (ДК) за линиями МЭПК. Это излучение подробно не исследовалось ранее и считалось [7], что оно обусловлено маленькими капельками ЭДЖ, поскольку при достаточно высоком уровне возбуждения в этой области спектра люминесцирует ЭДЖ. Как видно из рис. 2, при разогреве электронов интенсивность линий МЭПК падает,<sup>2</sup> а длинноволновое крыло полностью исчезает. Таким образом, характер воздействия горячих электронов на люминесценцию в области спектра 1.078—1.088 эВ изменяется при вариации уровня возбуждения (ср. рис. 1, 2).

Это отчетливо проявляется в зависимостях интенсивности люминесценции от уровня возбуждения (рис. 3, 4). В отсутствие СВЧ поля зависимости  $I(G)$  характеризуются крутым ростом. Если указывать «пороговое» значение накачки  $G_1$  [8, 9], то эта величина растет при смещении в длинноволновую сторону спектра люминесценции (рис. 3). При воздействии горячих электронов излучение МЭПК сильно уменьшается во

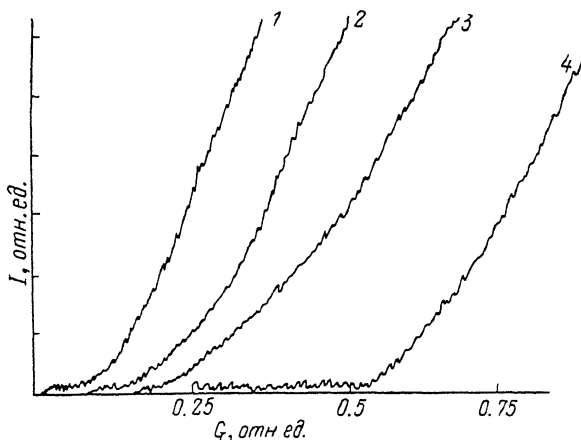


Рис. 3. Зависимости интенсивности люминесценции от уровня возбуждения при различных энергиях кванта регистрируемого излучения (эВ).

1 — 1.085, 2 — 1.081, 3 — 1.077, 4 — 1.077 при  $E = E_{\max}$  и подсветке GaAs лазером.

<sup>1</sup> СВЧ поле не проникает в капли ЭДЖ и непосредственно не влияет на них.

<sup>2</sup> Относительно более слабое гашение линий МЭПК при высоких накачках обусловлено насыщением числа примесных комплексов.

всем диапазоне накачки (рис. 4), в то время как в области ДК излучение сначала полностью исчезает, а затем появляется пороговым образом при более высоком уровне возбуждения  $G_3$ , величина которого зависит от эффективности разогрева электронов. При этом пороговое значение  $G_3$  не зависит от энергии кванта в области спектра 1.078—1.088 эВ (ср. кривые 4 на рис. 3, 4). Это означает, что за порогом  $G_3$  в спектре сразу возникает характерная линия излучения ЭДЖ. Следовательно, в присутствии горя-

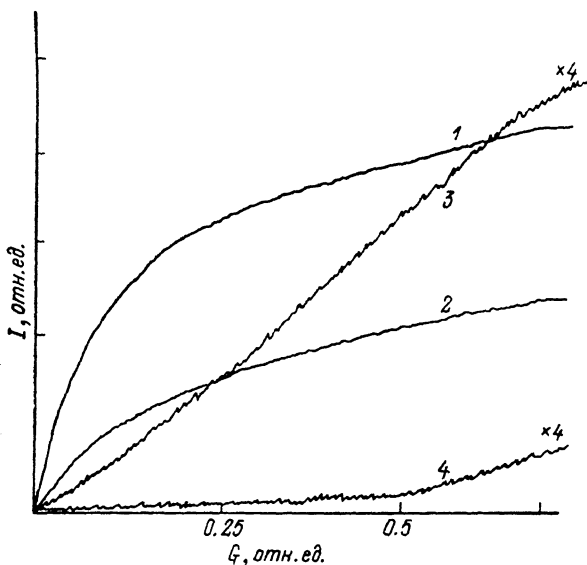


Рис. 4. Зависимости интенсивности люминесценции ЭПК (1, 2) и МЭПК ( $m_3$ ) (3, 4) от уровня возбуждения.  $E=0$  (1, 3),  $E=E_{\max}$  (2, 4).

чих электронов ЭДЖ возникает без предварительного разогрева ДК и пороговым образом при накачках, существенно превышающих величину  $G_1$  (рис. 5, а).

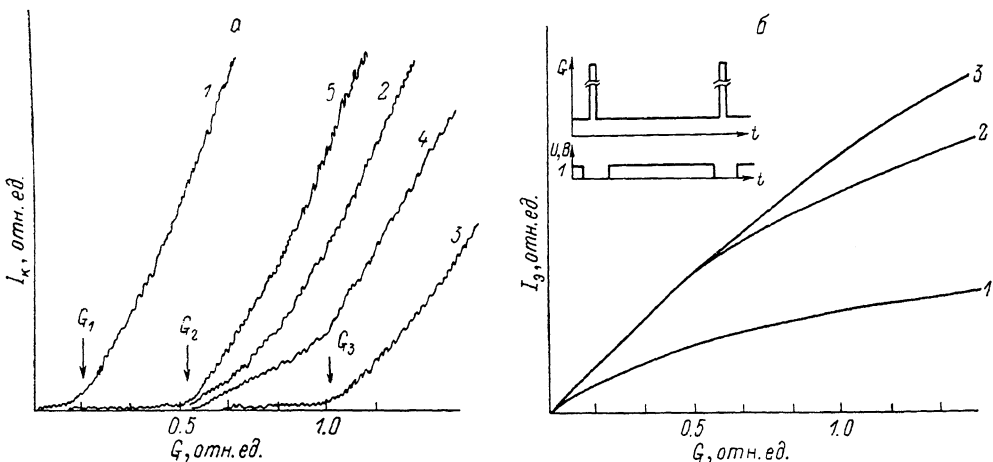


Рис. 5. Зависимости интенсивности излучения в капельной области (а) и экситонов (б) от уровня возбуждения.

1 — в отсутствие разогрева электронов; 2, 3 — при непрерывном воздействии СВЧ поля с дополнительными импульсами подсветки и без них соответственно; 4, 5 — при модуляции СВЧ поля с частотой 3 и 100 кГц соответственно.

Эти результаты позволяют сделать вывод, что за излучение в спектральной области ДК ответственны два разных объекта: во-первых, слабосвязанные многоэкситонные комплексы (МЭК), которые легко ионизируются

горячими электронами; эти МЭК определяют форму спектра ДК излучения в широком диапазоне уровней возбуждения  $G > G_1$ ; во-вторых, капли ЭДЖ, на которые горячие электроны не оказывают заметного воздействия. Зарождение ЭДЖ в присутствии горячих электронов происходит пороговым образом; в отсутствие разогрева электронов момент появления ЭДК не выявляется из-за присутствия сильного излучения МЭК в той же спектральной области люминесценции.

### 3. Гистерезис при фазовом переходе в кремнии

Пороговое появление жидкости характерно для фазового перехода I рода: обычно такой переход сопровождается гистерезисом. Нами был обнаружен гистерезис в люминесценции в условиях, когда электроны были разогреты СВЧ полем: порог исчезновения ЭДК оказался ниже порога их зарождения. На рис. 5 представлены зависимости интенсивности излучения с  $h\nu=1.082$  эВ от уровня стационарного возбуждения (а) и аналогичные кривые для интенсивности излучения свободных экситонов (б).

Кривые 1 получены в отсутствие разогрева электронов, кривые 2, 3 — в условиях максимального разогрева; зависимости 2 наблюдались при дополнительном освещении образца импульсами света от GaAs лазера ( $\tau_{\text{мин}}=1.5 \cdot 10^{-6}$  с,  $f_{\text{повт}}=10^3$  Гц). Регистрируемые сигналы люминесценции стробировались (см. вставку к рис. 5, б), чтобы исключить вклад в стационарную люминесценцию излучения, вызванного импульсом подсвета.

При действии импульсов подсвета в люминесценции с  $h\nu=1.082$  эВ выявилось новое пороговое значение накачки —  $G_2$  ( $G_2 < G_3$ ). Следовательно, созданные импульсом подсвета ЭДК существуют продолжительное время после окончания импульса в диапазоне накачек  $G_2 \div G_3$ . Интенсивность экситонной люминесценции при  $G < G_2$  осталась такой же, как в отсутствие импульсов подсветки, а при  $G > G_2$  число свободных экситонов упало за счет их конденсации в жидкую фазу. Таким образом, состояние системы зависит от ее предыстории: зарождение ЭДЖ при наличии горячих электронов происходит при достижении уровня возбуждения  $G_3$ , а капли минимального размера могут существовать вплоть до плотности экситонов  $n_{\text{мин}}$ , отвечающей накачке  $G_2$ .

Зависимость состояния системы от предыстории была обнаружена и в экспериментах без импульсов подсвета, однако при кратковременном выключении СВЧ поля (паузе) на время  $\Delta t=2 \cdot 10^{-7}$  с с периодом  $T$ , так что  $\Delta t \ll T$  (кривая 5 на рис. 5, а).<sup>3</sup> Эти эксперименты с модуляцией разогрева электронов позволяют выяснить, как возникают капли ЭДЖ, когда СВЧ поле отсутствует. При выключении СВЧ мощности на промежуток времени  $2 \cdot 10^{-7}$  с свободные экситоны не успевают захватиться примесными центрами [5], т. е. величина концентрации свободных экситонов в паузе практически не изменяется; с другой стороны, электроны остывают за малое время  $\sim 10^{-8}$  с и тормозящее действие горячих электронов «выключено» в течение паузы. Поэтому жизнеспособные зародыши ЭДЖ появляются в паузе СВЧ поля при накачке  $G < G_3$ .

Поскольку при включении поля после паузы горячие электроны не оказывают воздействия на созданные в паузе капли (однако быстро ионизируют МЭК, мешающие обнаружению малого количества ЭДЖ в кристалле), то регистрируемый в этих опытах порог появления стационарного сигнала люминесценции мы связываем с моментом зарождения капель в паузе, т. е. в отсутствие СВЧ поля.

Совпадение полученного таким образом порогового значения уровня возбуждения с величиной накачки  $G_2$  означает, что и в отсутствие горячих

<sup>3</sup> Сильный сдвиг зависимостей  $I(G)$  при выключении СВЧ поля на столь малый промежуток времени свидетельствует об отсутствии перегрева кристалла в наших экспериментах.

электронов появление экситонного конденсата происходит пороговым образом при достижении той же концентрации экситонов  $n_{\min}$ , когда капли исчезают.

В присутствии горячих электронов процесс конденсации тормозится и порог зарождения ЭДЖ сдвигается к большим накачкам ( $G_3 > G_2$ ). Отметим, что спектр излучения, возникающего при  $G > G_2$  в условиях воздействия импульсов подсветки или при модуляции СВЧ поля, представляет характерную линию ЭДЖ, слегка сдвинутую в коротковолновую область из-за малого размера капель.

Гистерезис в кремнии при  $T=2$  К существует небольшое время; оказалось, что при уменьшении частоты повторения импульсов подсветки или пауз СВЧ поля ниже 10 Гц гистерезис исчезает. Начиная с  $f_{\text{повт}} = 500$  Гц наклон кривых  $I(G)$  уменьшался при сохранении порога  $G_2$  (кривая 4 на рис. 5, а), и при  $f_{\text{повт}}=10$  Гц кривые с модуляцией возбуждения и без нее совпадали. Следовательно, время жизни метастабильного состояния ЭДЖ при  $T=2$  К составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-2}$  с.

#### 4. Обсуждение результатов

Выполненные до настоящего времени экспериментальные исследования зарождения ЭДЖ в кремнии весьма ограничены и противоречивы. Они не позволяют сделать вывод о характере реализуемого фазового перехода. С одной стороны, спектр люминесценции при  $T < 8$  К испытывает непрерывную трансформацию по мере роста уровня возбуждения; в это вносит вклад наличие интенсивных линий излучения многоэкситонных примесных комплексов, содержащих несколько экситонов [7], что затрудняет исследование зарождения ЭДЖ. С другой стороны, появлению люминесценции в длинноволновой области спектра при  $T < 8$  К приписывается определенная пороговая накачка, значение которой оказывается зависящим от методики измерений [8-10].

Существование отчетливого порога конденсации и гистерезиса в германии при  $T > 4.3$  К и в кремнии при  $T > 10$  К обусловлено видом зависимости плотности газа СЭ ( $n$ ), находящегося в равновесии с каплей радиуса  $R$  (рис. 6), —  $n(R)$

$$n_e \frac{v_e}{v_T} + n = \frac{4n_0 R}{3v_T \tau_0} + n_T(R), \quad (1)$$

$n_0$  — плотность частиц в ЭДЖ;  $v_T$ ,  $v_e$  — тепловые скорости экситонов и электронов;  $n_T(R) = n_{T\infty} \exp(2\sigma/n_0 kTR)$  — плотность насыщенного газа для капли радиуса  $R$ .<sup>4</sup>

Необходимая для зарождения скорость конденсации достигается при степени пересыщения газа СЭ  $\eta^+ = n_+/n_{T\infty}$ . Последующее уменьшение уровня возбуждения ведет к исчезновению ЭДЖ при  $\eta^- = n_{\min}/n_{T\infty}$ . Отметим, что при  $n = n_{\min}$  скорость распада капель превышает скорость зарождения [2]. Термодинамический потенциал системы  $\Psi(R)$  в этих условиях имеет двухъямный вид [2] с минимумами вблизи  $R=0$  и  $R=R_s$  ( $R_s$  — стабильный размер капли). Скорость конденсации определяется высотой потенциального барьера  $\Psi_{\max} = \Psi(R^*)$  ( $R^*$  — размер критического зародыша), а скорость распада стационарно существующих ЭДЖ — глубиной ямы  $\Psi(R^*) - \Psi(R_s)$ .

При более низких температурах величина  $\eta^-$  растет так, что при  $n = n_{\min}$  достигается необходимая скорость зарождения; процесс конденсации является стационарным, скорости зарождения и распада равны, и гистерезис отсутствует.

В теории зарождения ЭДЖ предполагается, что свойства (плотность частиц, поверхностное натяжение, энергия связи) самых малых зародышей, содержащих несколько экситонов, аналогичны параметрам ЭДЖ. При

<sup>4</sup> В (1) учтен захват капель свободных электронно-дырочных пар [6].

исследования зарождения в кристаллах германия это предположение оказывается не столь существенным, поскольку скорость зарождения определяется критическими зародышами, содержащими 30—50 частиц, а капли с  $R=R_{\min}$  состоят из  $10^2$ — $10^3$  частиц [2, 6].

Иная ситуация предполагалась для ЭДЖ в кремнии при  $T < 4$  К, когда темп испарения столь мал, что потенциальный барьер не возникает, а быстрая рекомбинация внутри зародыша приводит к образованию минимума в ходе  $\Psi(R)$  уже для зародышей, содержащих менее 10 экситонов. Тогда зависимость  $n(R)$  является монотонной функцией; зарождение ЭДЖ происходит беспороговым образом — с ростом плотности экситонов непрерывно увеличивается радиус зародышей (кривая 2 на рис. 6). Таким

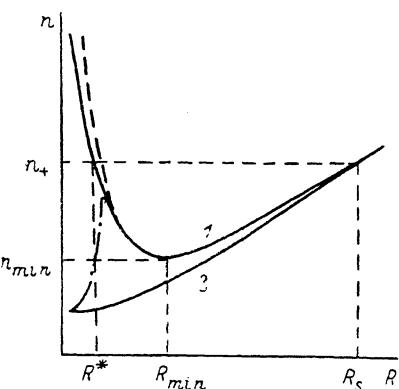


Рис. 6. Зависимости концентрации экситонного газа от размера ЭДЖ (схема).

1 — при наличии барьера термодинамического потенциала (птрихами показаны изменения, вносимые присутствием свободных носителей), 2 — при безбарьерном зарождении.

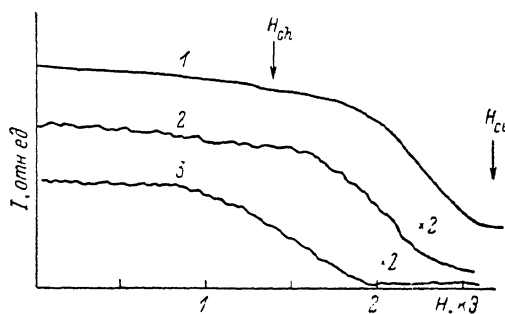


Рис. 7. Зависимости интенсивности излучения МЭЖ и ДК от степени разогрева электронного газа.  $G \approx 1.5G_1$ .

1 — ЭЖК, 2 — МЭЖК ( $m_e$ ), 3 — ДК ( $h\nu = 1.079$  эВ).

образом, предсказывается, что конденсация в ЭДЖ происходит как фазовый переход II рода при непрерывном изменении параметра порядка [3, 4].

Приведенные выше экспериментальные результаты убедительно свидетельствуют, что образование ЭДЖ в кремнии при  $T < 8$  К происходит как фазовый переход I рода: для образования ЭДЖ необходимо преодоление барьера термодинамического потенциала, и, значит, в зависимости  $n(R)$  имеется минимум (кривая 1 на рис. 6). Действительно, в присутствии горячих электронов обнаружен гистерезис и имеются четкие пороги зарождения и исчезновения жидкости; появление ЭДЖ в отсутствие СВЧ поля (в паузе) также происходит пороговым образом. Совпадение последнего порога с порогом исчезновения капель при наличии горячих электронов позволяет считать, что образование минимума в ходе  $n(R)$  не связано с присутствием горячих электронов.

Причиной трансформации монотонной зависимости  $n(R)$  в кривую с минимумом, где капли с  $R > R_{\min}$  устойчивы, а капли с  $R < R_{\min}$  стационарно не существуют, по-видимому, является неизотермичность процесса конденсации в неравновесных системах, когда температура образующихся капель  $T_L$  может существенно превышать температуру конденсирующего газа  $T_0$ .

Температура ЭДЖ может быть найдена из уравнений баланса потоков частиц (1) и мощностей, поступающих в каплю и переданной решетке  $P(T_L)$  [11, 12]

$$\pi R^3 (\varphi_0 (n v_T - n_T v_T) + (\varphi_0 + \varepsilon_i + k T_e) n_e v_e) + \frac{4\pi n_0 R^3}{3\tau_0} \delta\varepsilon = \frac{4\pi R^3 n_0}{3} P(T_L), \quad (2)$$

где  $\varphi_0$  — энергия связи частиц в ЭДЖ;  $\delta\varepsilon$  — энергия, полученная каплей при безызлучательной рекомбинации пары частиц; ее величина зависит от размеров и плотности частиц в ЭДК.<sup>5</sup> Из (1), (2) получим

$$P(T_L) = \frac{\varphi_0 + \delta\varepsilon}{\tau_0} + \frac{3n_e v_e}{4n_0 R} (\varepsilon_i + kT_e). \quad (3)$$

Воспользовавшись выражением (9.11) из [14] для мощности потерь  $P(T_L)$ , можно определить температуру капли. В соотношении (3) первое слагаемое определяется поступлением тепла в каплю, обусловленным захватом экситонов, а также выделением энергии при рекомбинации частиц в ЭДЖ, второе — захватом на каплю пары свободных электронов и дырки. Слагаемые тепловыделения в (3) по порядку величины таковы:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varphi_0 + \delta\varepsilon}{\tau_0} &\simeq \frac{\delta\varepsilon}{\tau_0} \left( \frac{\partial B}{c} \right) \leq 10^3 \\ \frac{3n_e v_e}{4n_0 R} (\varepsilon_i + kT_e) &\simeq \frac{n_e v_e}{n_0 R} \varepsilon_i \sim \frac{3 \cdot 10^{-2}}{R} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \sim 3 \cdot 10^5 \\ \sim \frac{3 \cdot 10^{-2}}{R} \end{array} \left. \begin{array}{l} \text{Ge} \\ \text{Si} \end{array} \right\} \quad (4)$$

В кремнии основной вклад в нагрев капли вносит выделение энергии при рекомбинации частиц в ней. Оценка температуры капли, выполненная по (3), показывает, что капли должны быть перегреты, причем независимо от их размеров, до  $T_L \simeq 7$  К. При  $T_L = 7$  К темп испарения экситонов из маленьких ЭДК оказывается достаточным для формирования барьера  $\Psi(R)$  и превращения монотонной зависимости  $n(R)$  в кривую с минимумом, отвечающим числу частиц в капле  $\sim 50$ .<sup>6</sup> Капли ЭДЖ будут возникать порогом при достижении плотности экситонов  $n_{\min}$ , причем пороговое значение плотности экситонов должно расти с понижением температуры кристалла от 8 до 2 К (см. (1)).<sup>7</sup>

В рассмотренной модели предполагалось, что зародыши, состоящие из двух и более экситонов, обладают свойствами жидкости. Существование ДК в люминесценции, а также легкость его гашения при воздействии горячих электронов позволяют считать, что зарождению ЭДЖ предшествует появление в кристалле слабосвязанных (рыхлых) многоэкситонных комплексов.<sup>8</sup> В качестве таких комплексов могут выступать либо МЭПК, либо свободные МЭК.

Результаты наших экспериментов свидетельствуют в пользу существования свободных МЭК, и именно мы полагаем, что при  $G > G_1$  излучение в спектральном диапазоне 1.078—1.088 эВ, имеющее вид длинноволнового крыла у линий МЭПК, следует связывать с люминесценцией экситонных комплексов, содержащих 6 экситонов. Действительно, оказалось, что спектральная форма ДК почти не меняется при вариации уровня возбуждения в пределах  $(1.5 \div 3)G_1$ . Это означает, что излучение в ДК

<sup>5</sup> Для оценок принимается минимальное значение  $\delta\varepsilon \simeq \hbar \omega_p \simeq 40$  мэВ — энергия плазмона, возбужденного в капле Оже-электроном. Длина, на которой происходит основной сброс энергии Оже-электрона за счет испускания оптических фононов и возбуждения плазмона, имеет величину  $\sim 100$  Å [13].

<sup>6</sup> В кристаллах германия (как видно из (4)) наиболее сильно нагреваются маленькие капельки — зародыши ЭДЖ ( $R^* \simeq 3 \cdot 10^{-6}$  см) из-за захвата свободных носителей [11, 12]. Это приводит к изменению зависимости  $n(R)$  (пунктир на рис. 6); зародыши критического размера  $R^*$  будут образовываться при более высоких плотностях экситонов, чем в отсутствие свободных носителей. В СВЧ поле, достаточном для нагрева электронов до энергий, необходимых для ионизации свободных экситонов и роста плотности электронов, наблюдался сдвиг порога конденсации к большему накачкам [11]; уменьшение потока заряженных частиц на зародыш при включении постоянного магнитного поля приводило к смещению порога зарождения в область меньших накачек [12].

<sup>7</sup> Заметим, что авторы [10] связывали высокие значения пороговой плотности экситонного газа с подобным нагревом капель, однако принимали при этом заниженную величину энергии связи в ЭДЖ; в работах [8, 9] для объяснения того же экспериментального факта вводился малый коэффициент захвата экситонов на каплю.

<sup>8</sup> Соударение горячего электрона ( $kT_e \sim \varphi_0$ ) с каплей незначительно изменит ее температуру, в то время как при соударении с МЭК может произойти отрыв одного экситона.



обусловлено распадом экситонных комплексов определенного размера, а не является суперпозицией нескольких узких линий излучения МЭПК. Различная природа МЭПК и комплекса, излучающего в крыле, выявляется и при вариации температуры горячих электронов при прохождении линий циклотронного резонанса (рис. 7): при  $G < G_2$  ДК гасится гораздо легче, чем излучение МЭПК.

Столь широкая линия излучения (ДК) может возникать при рекомбинации свободных МЭК (полнэкситонов), поскольку в этом случае при рекомбинации происходит изменение кинетической энергии остающегося комплекса. Недавно сообщалось об обнаружении в зеленой области спектра линии излучения, обусловленной аннигиляцией двух экситонов, входящих в состав свободного МЭК [15]. Эта линия, так же как и наблюдаемое нами ДК, достаточно широка и плавно спадает в длинноволновую область спектра. Спектральное положение линии излучения полиэкситонов, пересчитанное в ИК область, практически совпадает с расположением ДК излучения.

Вместе с тем зависимости  $I_{\text{ДК}}(G)$ , полученные для ДК люминесценции (рис. 3, кривые 1—3), имеют степенной, а не пороговый характер (как было бы в случае ЭДЖ). В спектральном диапазоне 1.078—1.084 эВ показатель степени имеет постоянное значение, причем с учетом зависимости  $I_{\text{СЭ}}(G)$  (рис. 5, 6, кривая 1) оказывается, что  $I_{\text{ДК}} \propto n^{5.5+6}$ . Такая зависимость от плотности экситонов указывает, что за это излучение ответственны комплексы, состоящие из 6 экситонов.<sup>9</sup>

Свойства МЭК (энергия связи, плотность и время жизни частиц) существенно отличаются от соответствующих параметров ЭДЖ. По мере укрупнения комплекса его свойства приближаются к параметрам жидкости и зародыши перегреваются. Зависимость  $n(R)$  в области малых размеров должна переходить с кривой 2 на кривую 1 (штрихпунктир на рис. 6). Таким образом, превращение МЭК в ЭДК связано с необходимостью преодоления потенциального барьера. До тех пор пока плотность экситонного газа меньше  $n_{\text{min}}$  (для капель  $R_{\text{min}}$  с  $T=7$  К), зародыши будут испаряться. Жизнеспособные капли могут появиться при увеличении концентрации СЭ и достижении порогового значения  $n_{\text{min}}$ , т. е. конденсация экситонов происходит при эффективной температуре капли  $T \approx 7$  К.

Таким образом, нагрев зародышей жидкой фазы в процессе их образования из МЭК увеличивает темп испарения частиц из них, что ведет к формированию потенциального барьера. Наличие барьера делает невозможным постепенное увеличение размера МЭК и плавное превращение их в ЭДК по мере роста плотности экситонов.

Обсудим причины сдвига порога появления жидкости  $G_2$  к большим уровням возбуждения —  $G_3$ , вызванного воздействием горячих электронов на процесс зарождения. В наших экспериментах сдвиг порога при максимальном разогреве электронов достигал 2—3 раз. Подобный эффект ранее был обнаружен в кристаллах германия и объяснялся возрастанием потока свободных электронно-дырочных пар на зародыш и его перегревом [6]. В кремнии механизм торможения конденсации горячими электронами другой, поскольку зародыши исходно перегреты. Как следует из (3), горячие электроны не должны приводить к росту температуры зародыша. Однако горячие электроны могут ионизовать МЭК и вызвать значительное уменьшение их числа, что в свою очередь приводит к сильному падению количества капелек с  $R=R_{\text{min}}$ , т. е. к торможению процесса конденсации.

Для достижения обнаружимого количества жидкой фазы необходимо увеличить плотность газа экситонов, и тогда порог зарождения возрастает. При ионизирующем действии горячих электронов на МЭК порог конденсации будет достигаться при  $n > n_{\text{min}}$  в условиях, когда относи-

<sup>9</sup> Для линий излучения МЭПК показатель в зависимости  $I(G)$  растет с ростом числа экситонов в комплексе, однако оказывается меньше шести.

тельная доля МЭК мала, а радиус капель больше, чем в отсутствие СВЧ поля. Это приводит к тому, что форма спектра люминесценции при  $G > G_2$  существенно отличается от спектра, полученного в отсутствие СВЧ поля при накачке  $G \approx G_2$ : в условиях разогрева электронов линия излучения ЭДЖ возникает без появления длинноволнового крыла. Подобное «выедание» излучения МЭК из спектра люминесценции при наличии горячих электронов определяет трансформацию спектра, наблюдавшуюся при высоком уровне возбуждения (рис. 1).

Уменьшение скорости зарождения экситонного конденсата, вызванное воздействием горячих электронов на МЭК, приводит к сдвигу порога появления ЭДК, и в люминесценции СЭ и ЭДЖ возникает гистерезис.

Время существования метастабильного состояния системы экситоны—ЭДЖ в кремнии при  $T \approx 2$  К составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-2}$  с; следовательно, в течение такого времени число капель в кристалле не меняется. Это означает, что ЭДК не уходят из возбужденной области размером  $\sim 100$  мкм, т. е. при не очень высоких накачках капли неподвижны. Действительно, свободно движущаяся капля, содержащая  $\sim 50$  частиц, продиффундировала бы на расстояние, превышающее длину диффузии экситонов, за время, меньшее  $10^{-3}$  с, и погибла бы; время дрейфа капли под действием потока неравновесных фононов, возникающих при рекомбинации частиц в ЭДК, а также испущенных горячими электронами, было бы совсем малым.

Относительная кратковременность существования гистерезиса в кремнии (в германии это время при  $T=2$  К составляет  $\sim 4 \cdot 10^5$  с) связана с высоким значением скорости распада капель из-за малого времени жизни частиц в конденсате; аналогичное явление наблюдается в германии при  $T=1.3$  К, когда скорость рекомбинации сравнима с темпом испарения частиц из капли. Отметим, что в работе [9] при  $T=12$  К был обнаружен гистерезис, малое время существования которого  $\leq 10^{-4}$  с авторы связывали с движением капель. Нам представляется, что кратковременность гистерезиса при  $T=12 \div 16$  К объясняется малостью относительной глубины потенциальной ямы  $(\Psi_{\max} - \Psi_{\min})/kT$  и связанной с этим большой скоростью распада неподвижных капель.

#### Список литературы

- [1] Келдыш Л. В. // Электронно-дырочные капли в полупроводниках. М.: Мир, 1988. С. 20.
- [2] Вестервельт Р. М. Там же. С. 173.
- [3] Combescot M., Combescot R. // Phys. Lett. 1976. V. 56A. N 3. P. 228—230.
- [4] Koch S. W., Haug H. // Phys. Lett. 1979. V. 74A. N 3, 4. P. 250—252.
- [5] Ашкинадзе Б. М., Бельков В. В. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 4. С. 1084—1088.
- [6] Ашкинадзе Б. М., Фишман И. М. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 5. С. 1793—1810.
- [7] Каминский А. С., Покровский Я. Е., Алкеев Н. В. // ЖЭТФ. 1970. Т. 59. № 6. С. 1937—1947.
- [8] Hammond R. B., Silver R. N. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 8. P. 523—526.
- [9] Voisin P., Etienne B., Voos M. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. N 8. P. 526—529.
- [10] Дите А. Ф., Кулаковский В. Д., Тимофеев В. Б. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. № 3. С. 1156—1170.
- [11] Ashkinadze B. M., Fishman I. M. // Sol. St. Comm. 1980. V. 33. N 5. P. 505—508.
- [12] Ashkinadze B. M. // Phys. St. Sol. (b). 1981. V. 105. N 2. P. 633—640.
- [13] Багаев В. С., Галкина Т. И., Сибельдин Н. Н. // Электронно-дырочные капли в полупроводниках. М.: Мир, 1988. С. 253.
- [14] Райс Т., Хенсел Д., Филипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках: Пер. с англ. М.: Мир, 1980. 350 с.
- [15] Steele A. G., McMullan W. G., Thewalt M. L. W. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 23. P. 2899—2903.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
18 января 1989 г.