

ЗАВИСИМОСТЬ ФАЗОВОЙ ДИАГРАММЫ ЭКСИТОННЫЙ ГАЗ – ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНАЯ ЖИДКОСТЬ ОТ ТОЛЩИНЫ КРИСТАЛЛА В ГЕРМАНИИ

В.М.Аснин, А.А.Рогачев, В.И.Степанов, А.Б.Чурилов

Исследована зависимость газовой границы фазового перехода экситонный газ – электронно-дырочная жидкость от толщины образцов в германии. Результаты согласуются с новой моделью кинетики конденсации экситонов, развитой в работах^{3, 4}.

Обычно кинетика зарождения жидкости при фазовом переходе первого рода рассматривается в модели, предполагающей существование квазиравновесия в системе зародышей жидкой фазы в области, где их размер близок к "критическому"^{1, 2}. Описание перехода газ – жидкость, основанное на таких представлениях, возможно, если отклонение от равновесия в системе не слишком велико. При этом вид фазовой диаграммы целиком определяется термодинамическими характеристиками системы.

В работах^{3, 4} предложена новая модель кинетики конденсации экситонного газа в электронно-дырочную жидкость (ЭДЖ), справедливая в противоположном случае сильного отклонения системы от равновесия, вызванного существованием интенсивного диффузионного выноса зародышей из газовой фазы и их гибелью на поверхности кристалла из-за поверхностной рекомбинации. Показано, что в этом случае свойства фазового перехода зависят только от кинетических характеристик системы. Причину этого легко понять из следующих соображений. Будем полагать, как обычно^{1, 2}, что капля, содержащая ν электронно-дырочных пар, образуется в результате последовательного захвата свободных экситонов, и что можно пренебречь темпом испарения зародыша по сравнению с темпом его выноса и гибели на поверхности, который определяется величиной^{3, 4} $T_\nu^{-1} = \pi^2 D_0 / \nu d^2$ (D_0 и $D_0 \nu^{-1}$ – коэффициенты диффузии экситона и зародыша размером ν соответственно, d – толщина кристалла). Тогда вероятность перехода зародыша из размера ν в $\nu + 1$ дается формулой

$$W(\nu \rightarrow \nu + 1) = \frac{\tau_\nu^{-1}}{\tau_\nu^{-1} + T_{\nu+1}^{-1}} = \left(1 + \frac{\tau_\nu}{T_\nu}\right)^{-1}, \quad (1)$$

где $\tau_\nu^{-1} = \pi r_0^2 \nu^{2/3} v n$ – темп захвата зародышем экситонов, $r_0 = 3 / (4\pi n_0)^{1/3}$, n_0 – плотность ЭДЖ, v и n – тепловая скорость и концентрация экситонов соответственно. Отсюда для функции распределения зародышей по размерам получим

$$g_{\nu+1} = n \prod_{j=1}^{\nu} \left(1 + \frac{\tau_j}{T_j}\right)^{-1} = n \exp \left[- \sum_{j=1}^{\nu} \ln \left(1 + \frac{\tau_j}{T_j}\right) \right] = n \exp(-\Psi_\nu / kT). \quad (2)$$

Для каплей макроскопического размера $\nu \gg 1$, тогда в приближении сильного выноса, когда $\tau_1 / T_1 \gg 1$ можно найти, что

$$\Psi / kT \approx \int_1^{\infty} \ln \left(1 + \frac{\pi D_0}{r_0^2 \nu n d^2 j^{5/3}} \right) dj \approx \pi \left(\frac{D_0 n_0^{2/3}}{\nu n d^2} \right)^{3/5} \quad (3)$$

Ψ имеет смысл потенциального барьера, который должен преодолеть зародыш для того, чтобы превратиться в макроскопическую каплю. Его величина определяет скорость процесса конденсации, которая зависит в рассматриваемом случае только от коэффициента диффузии и тепловой скорости экситонов и не зависит от термодинамических характеристик системы (температуры, коэффициента поверхностного натяжения и энергии конденсации). Высота потенциального барьера в соответствии с (3) быстро возрастает с уменьшением толщины кристалла, что требует сильного увеличения пересыщения экситонного газа для наблюдения процесса конденсации. В результате граница фазового перехода смещается в сторону высоких плотностей экситонов и перестает существенно зависеть от температуры.

В работах ^{3,4} на основе решения системы кинетических уравнений Беккера – Деринга, учитывающих диффузионный вынос зародышей, рассчитана фазовая диаграмма перехода экситонный газ – ЭДЖ в германии в зависимости от толщины кристалла и показано, что именно такой "кинетический" фазовый переход наблюдается в тонких ($d \approx 10^{-3}$ см) кристаллах германия. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование вида фазовой диаграммы в широком диапазоне изменения толщины образцов и сопоставление результатов с расчетами, выполненными в ^{3,4}.

Опыты делались на кристаллах сверхчистого германия с концентрацией мелких примесных центров $N_i \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в которых реализуется гомогенный механизм зародышеобразования ³⁻⁵. Диффузия зародышей в образце может сопровождаться их захватом на примесные центры ⁶, вероятность которого тем выше, чем больше размер капли. Характерный размер капли ν_3 , начиная с которого захват оказывается существенным, можно получить из условия $\tau_3 \approx T_p$, где $\tau_3^{-1} = \pi r_0^2 \nu^{2/3} N_i \nu / \nu^{1/2}$ – время захвата:

$$\nu_3 \approx \pi D_0 / (r_0^2 \nu N_i d^2). \quad (4)$$

В исследованных кристаллах при $d \lesssim 0,05$ см, $\nu_3 \gtrsim 40$. Из выражения (3) следует, что основной вклад в величину барьера Ψ дают как раз зародыши с малым $\nu < 10^2$, для которых время диффузионного выноса оказывается много меньше времени их захвата на центр. Таким образом при гомогенном механизме зарождения следует ожидать влияния выноса зародышей на порог конденсации при низких температурах уже при толщинах образца $d \lesssim 0,05$ см.

Для нахождения фазовой диаграммы проводилось изучение пороговых характеристик излучения ЭДЖ при различных температурах. Источником возбуждения служил аргоновый (ЛГ-106М) или криптоновый (ЛГН-406) лазеры. Измерение порога появления ЭДЖ (метастабильного порога) проводилось в условиях периодического с частотой ≈ 10 Гц прерывания возбуждения на время $\approx 0,02$ с, в течение которого происходила полностью рекомбинация неравновесных электронно-дырочных пар в образце. Такая методика позволяла делать все пороговые измерения при фиксированном времени, отпущенном на конденсацию, равным $\approx 0,1$ с и способствовала уменьшению роли захвата зародышей на центры¹⁾. Стабильный порог (порог исчезновения ЭДЖ) измерялся при непрерывном возбуждении с помощью

1) Было обнаружено, что уменьшение времени наблюдения конденсации от нескольких секунд до 0,1 с приводит к сдвигу порога к большим концентрациям на 10 – 20%. Дальнейшее уменьшение времени до 10^{-3} с оставляет положение порога практически неизменным. Этот эффект отражает, по-видимому, явление нестационарности зарождения, связанное с медленной релаксацией высоты потенциального барьера Ψ из-за захвата зародышей на центры. Такое заключение подтверждается тем, что величина эффекта падает с уменьшением толщины образцов.

дополнительной подсветки образца импульсами света GaAs-лазера длительностью $\approx 10^{-6}$ с, частотой ≈ 1 Гц и мощностью ≈ 5 Вт. Этот способ, разработанный в ⁷, позволяет находить абсолютное положение стабильного порога, соответствующее минимально возможному радиусу капель при данных условиях возбуждения образца. Явление гистерезиса и стабильный порог ЭДЖ могут существовать только для захваченных капель ^{2,6}. Положение этого порога определяется термодинамическими характеристиками системы и, следовательно, не зависит от толщины образца. Это обстоятельство было использовано для привязки экспериментальных данных к теоретическим кривым.

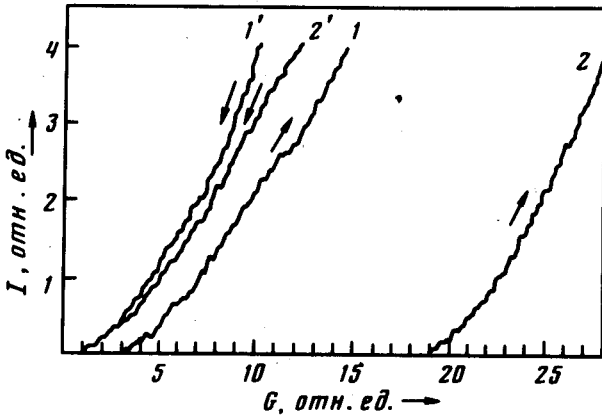


Рис. 1. Пороговое поведение излучения ЭДЖ для образцов с $d = 0,085$ см (1) и $d = 0,01$ см (2): 1, 2 – восходящая ветвь излучения, 1', 2' – нисходящая ветвь излучения, $T = 1,6$ К

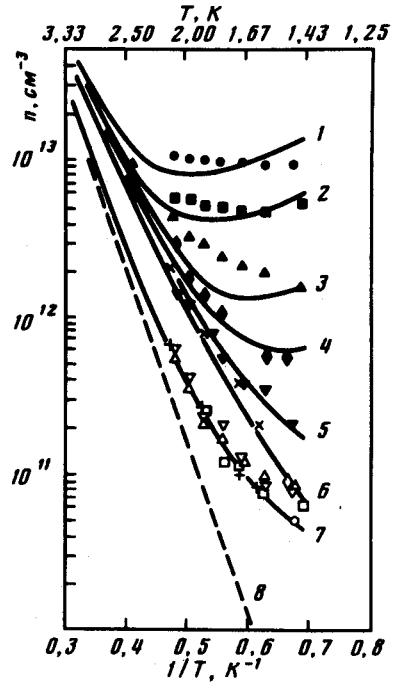


Рис. 2

Рис. 2. Фазовая диаграмма перехода экситонный газ – электронно-дырочная жидкость в германии для образцов разной толщины d , см: 1 – 0,003; 2 – 0,005; 3 – 0,011; 4 – 0,021; 5 – 0,085; 6 – 0,3; 7 – стабильная граница фазовой диаграммы. Сплошные линии – расчет по теории ^{3,4}. Точки – эксперимент: светлые точки – положение стабильного порога, темные – положение метастабильного порога. Пунктир – плотность насыщенного пара

Каждый цикл измерений проводился на одном кристалле, толщина которого последовательно уменьшалась с помощью шлифовки и травления. На рис. 1 показано сравнительное пороговое поведение излучения для образцов с $d = 0,085$ и $0,01$ см. Пороги нисходящих ветвей совмещены. Видно, что уменьшение толщины образца приводит к существенному сдвигу порога появления ЭДЖ. Результаты измерения положения фазовой границы для образцов разной толщины приведены на рис. 2. Здесь же показаны рассчитанные на основе разработанной в ^{3,4} модели кинетики конденсации фазовые диаграммы для исследованных толщин образцов. В качестве подгоночного параметра в расчетах использовалась величина $D_v = kT\tau_p / (m_{ex} \nu)$, где τ_p – время рассеяния электронно-дырочной пары на акустических фоновых в ЭДЖ, m_{ex} – масса экситона. Расчет удовлетворительно описывает экспериментальные данные в предположении, что $\tau_p = 5 \cdot 10^{-9}$ с при $T = 1,6$ К и имеет температурную зависимость, характерную для макроскопических капель. Найденное таким образом значение τ_p согласуется с имеющимися данными для этой величины ^{8,9}. Хорошее согласие данных измерений с расчетом доказывает справедливость новой модели кинетики конденсации экситонов в ЭДЖ и подтверждает гомогенный механизм зародышеобразования в германии.

Литература

1. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкости. Ленинград, Наука, 1975.
2. Westervelt R.M. Phys. Stat. Sol. (b), 1976, 74, 727; 1976, 76, 31; Thesis Univ. of California, Berkeley, 1977.
3. Аснин В.М., Бедьков В.В., Рогачев А.А., Степанов В.И., Фишман И.М. ЖЭТФ, 1983, 84, 2129.

4. *Asnin V.M., Bel'kov V.V., Rogachev A.A., Stepanov V.I., Fishman I.M.* Solid State Comm., 1983, **48**, 611.
5. *Ашкинадзе Б.М., Фишман И.М.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 1793.
6. *Westervelt R.M., Culberston J.C., Black B.S.* Phys. Rev. Lett., 1979, **42**, 267.
7. *Ашкинадзе Б.М., Фишман И.М.* ФТТ, 1978, **20**, 1071.
8. *Pan P.S., Smith D.L., McGill T.C.* Phys. Rev. B, 1978, **17**, 3284.
9. *Markiewicz R.S.* Phys. Stat. Sol. (b), 1978, **90**, 585.

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

Поступила в редакцию
3 июня 1985 г.