

РЕЗОНАНСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ, РАССЕЯНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ В ОБЛАСТИ ИХ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЫ

В.С.Василов, В.А.Зали, В.Н.Мурзин

В [1] указывалось, что в системе экситонов большого радиуса при больших концентрациях экситонов и достаточно низких температурах возможно образование новой фазы – электронно-дырочного конденсата металлического типа. В [2] и [3] сообщалось об экспериментальном наблюдении конденсированной фазы в германии по оптическим исследованиям в области междузонных переходов. В настоящей работе исследовались оптические свойства конденсированного состояния в германии в далекой инфракрасной (ИК) области спектра, т. е. в области возможного плазменного резонанса.

Опыты проводились на образцах германия *p*-типа с концентрацией остаточной примеси $\sim 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, площадью $2\text{--}4 \text{ см}^2$ и толщиной $d = 0,04 \text{ см}$, погруженных в жидкий гелий. Электронно-дырочные пары создавались излучением 100-ваттной лампы накаливания (через фильтр KDP); мощность излучения определялась калориметром ИМО-1. В исследованиях по поглощению непосредственно измеряемой величиной было отношение пропускания образца при оптическом возбуждении к его темновому пропусканию в диапазоне длин волн от 60 до 1000 мк [4, 5].

В результате указанных измерений в весьма широком интервале далекой ИК области спектра было обнаружено уменьшение пропускания германия при его оптическом возбуждении в условиях низкой температуры ($T \leq 1,6^\circ\text{K}$). Уменьшение пропускания имело характер, не позволяющий связать его с поглощением на свободных носителях или плазменным отражением. Невозможно объяснить его и поглощением на скомпенсированных примесях в образце. Результаты измерений, пересчитанные к величине αd , т. е. ослаблению интенсивности проходящего через образец длинноволнового ИК излучения, показаны на рис. 1. Из рисунка видно, что измеренный спектр имеет резонансный характер с максимумом при энергии фотонов $\sim 8,7 \text{ мэв}$ и с пологим коротковолновым крылом. При уменьшении мощности подсветки до 100 мэв вид спектра заметно не изменялся, а максимум практически сохранял свое энергетическое положение. На рис. 2 приведены температурные зависимости ве-

личины эффекта при двух уровнях возбуждения. Видно, что при повышении температуры эффект весьма быстро уменьшается и при $2-2,5^{\circ}\text{K}$ падает практически до нуля. Кроме того видно, что граничная температура существенно зависит от уровня возбуждения. Пороговый характер описываемого явления обнаруживается и в зависимости величины αd от интенсивности возбуждающего излучения I . При малых интенсивностях возбуждения величина эффекта быстро растет ($\alpha d \sim I^3$), а затем выходит на более пологий участок, близкий к линейному.

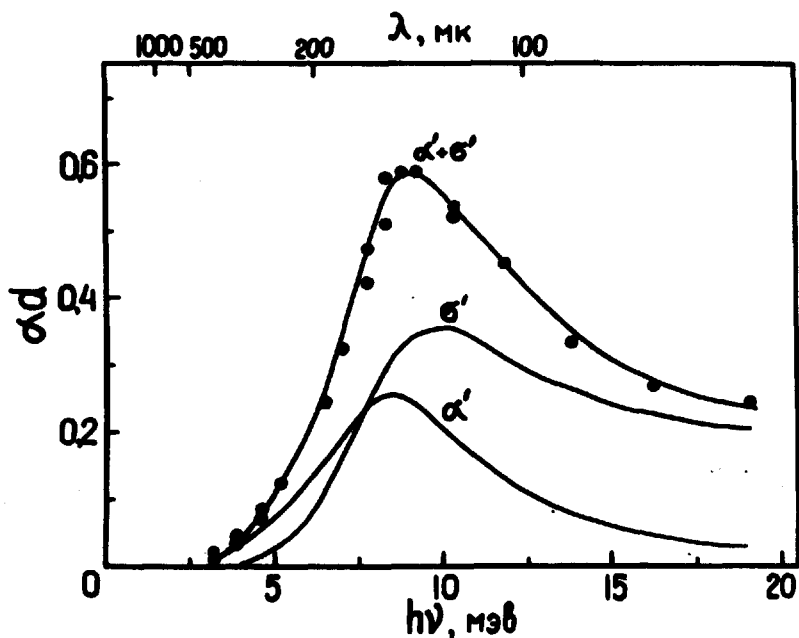


Рис. 1. Спектральная зависимость αd . Экспериментальные точки получены при $T = 1,5^{\circ}\text{K}$ и $I = 300 \text{ мвт}$. Сплошными линиями показаны рассчитанные кривые: α' — коэффициент поглощения на толщине образца, σ' — сечение рассеяния, $(\alpha' + \sigma')$ — суммарная кривая.

Поскольку наблюдаемый эффект возникает при определенном уровне возбуждения и существует при температурах ниже некоторой граничной температуры, можно предположить, что он связан с образованием конденсированной электронно-дырочной фазы. Тот факт, что спектральная зависимость αd имеет резонансный характер, приводит к выводу о том, что эта фаза существует в виде электронно-дырочных капель, а уменьшение пропускания есть результат резонансного поглощения и рассеяния длинноволнового ИК излучения на электронно-дырочных каплях-диполях с собственной частотой, определяемой их плазменными колебаниями. Размеры капель при этом должны быть меньше длины волны.

На основании полученных данных и в соответствии с теорией дипольного поглощения и рассеяния [6] можно определить некоторые параметры электронно-дырочных капель и разделить оба эффекта. Такие расчеты были сделаны в предположении, что коэффициент затухания колебаний капли не зависит от частоты (рис. 1). Наиболее интересным параметром, определенным при $T = 1,5^\circ\text{K}$ и $l = 300 \text{ мкм}$, является плазменная частота капель $\omega_{\text{пл}} = \sqrt{3} \omega_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ (если капли с собственной частотой ω_0 имеют сферическую форму) и соответствующая ей концентрация электронно-дырочных пар в капле $n_0 = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

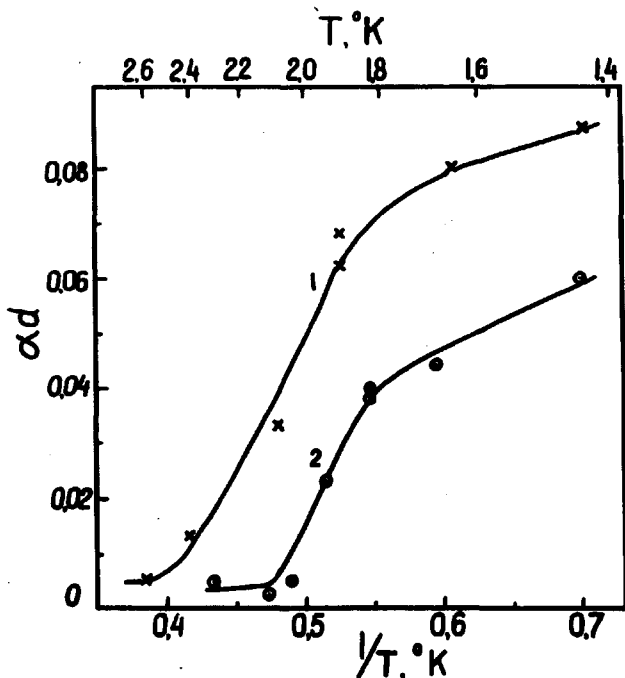


Рис. 2. Температурная зависимость α_d , измеренная при $\lambda = 190 \text{ мкм}$ для разных уровней возбуждения: 1 - $l = 75 \text{ мкм}$, 2 - $l = 50 \text{ мкм}$.

Из неизменности положения максимума α_d при различных уровнях возбуждения (от 100 до 300 мкм) следует, что при этом концентрация частиц в капле оставалась постоянной, что весьма характерно для капельной конденсации. Данные измерений позволяют также определить эффективную частоту столкновений ($\gamma = 9 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$), приводящих к затуханию плазменных колебаний в капле. Взаимодействие с фононами при $T \sim 100^\circ\text{K}$, что соответствует энергии колебаний $h\nu \sim 10^{-2} \text{ эв}$, дает величину γ того же порядка. Однако при концентрации носителей в капле $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ электрон-электронное взаимодействие согласно оценкам может дать такой же (а возможно и больший) вклад в затухание.

плазменных колебаний. В этом случае γ будет расти с частотой, и результаты расчетов несколько изменятся в сторону увеличения роли поглощения в общем эффекте. По результатам измерений определены приблизительные размеры капель ($r_0 = 10-20 \text{ мк}$), их общее число в образце ($f = 3 \cdot 10^3$), а также средняя по объему концентрация сконденсировавшихся носителей ($n_{\text{ср}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Сравнительно малое общее число капель в образце позволяет предположить, что возможными центрами конденсации являются дислокации, плотность которых в наших образцах была $\geq 10^3 \text{ см}^{-2}$.

Естественно было попытаться обнаружить в том же спектральном диапазоне излучение, возникающее при тепловом возбуждении плазменных колебаний электронно-дырочных капель. Регистрация такого излучения позволила бы оценить температуру капель. Это представляет интерес, поскольку согласно некоторым данным [7] взаимодействие электронно-дырочных капель с кристаллической решеткой должно быть ослаблено из-за фермиевского вырождения носителей. Поэтому в результате захвата свободных экситонов или рекомбинации носителей в капле, температура ее может оказаться существенно отличной от температуры решетки.

В первых же экспериментах, проведенных при $T \leq 1,6^\circ\text{K}$ было обнаружено интенсивное интегральное излучение в диапазоне $\lambda > 60 \text{ мк}$. На рис. 3 показаны экспериментальные данные о спектральном распределении излучения, измеренные с помощью длинноволнового ИК спектрометра [4] и пересчитанные с учетом функции распределения эшелеттов или по сравнению с излучением лампы ПРК-4 в далекой ИК области [8]. Как видно, данные по излучению ложатся вблизи кривой резонансного поглощения, определенной для тех же условий. Максимум излучения находится приблизительно в области плазменной частоты капель. Измеренные зависимости интенсивности излучения от температуры и уровня возбуждения имели пороговый характер, как и в измерениях пропускания. Все эти факты позволяют утверждать, что обнаруженное излучение является дипольным излучением электронно-дырочных капель в результате теплового возбуждения в них плазменных колебаний.

На основании полученных данных с учетом измеренного коэффициента поглощения электронно-дырочных капель в области их плазменной частоты можно оценить температуру капель, рассматривая последние как квазиравновесную систему и применяя закон Кирхгофа. Определен-

ная таким образом эффективная температура капель оказалась достаточно высокой 12–15°K. Это довольно хорошо совпадает с теоретическим значением температуры кипения капель $T_{\text{теор}} \sim 10^{\circ}\text{K}$, которое можно оценить по разности энергий электронно-дырочных пар в эксцитонном газе и в конденсированной фазе ($\Delta E \approx 4,6 \text{ мэв}$ по данным [3]). Весьма вероятно, что электронно-дырочные капли в условиях эксперимента находятся в кипящем состоянии.

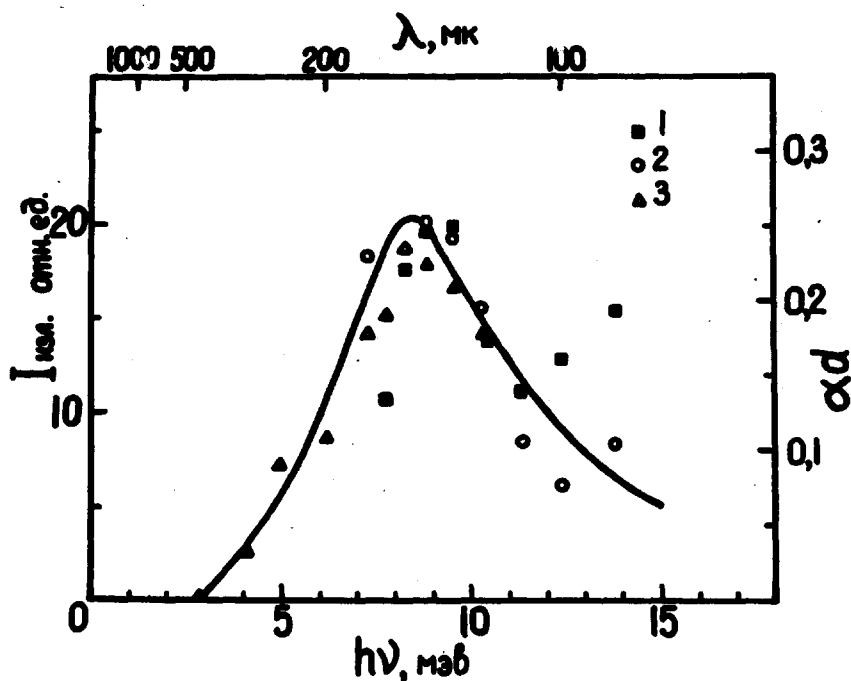


Рис. 3. Излучение электронно-дырочных капель при 1,5°K и мощности возбуждения $I = 300 \text{ мвт}$, приведенное к $\Delta\nu = 1 \text{ см}^{-1}$: 1 – из сравнения с излучением ПРК-4; 2, 3 – с учетом распределения эшелеттов 6 мм/мм (2) и 2 мм/мм (3). Сплошной линией показан коэффициент резонансного поглощения α' , взятый из рис. 1.

Заметим, что описанные явления наблюдались с некоторыми отличиями и на других образцах германия, в том числе и легированного до концентраций $\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Авторы благодарят Б.М.Вула за интерес к работе и Л.В.Келдыша за подробное обсуждение ее результатов и проведение некоторых оценок.

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

Поступила в редакцию
11 августа 1969 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш. Proc. IX International Conf. on the Phys. Semicond., Moscow, Leningrad, 1969 p. 1307.
 - [2] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 9, 415, 1969.
 - [3] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. Письма в ЖЭТФ, 9, 435, 1969.
 - [4] А.И.Демешина, В.Н.Мурзин. Опт. и спектр., 13, 826, 1962.
 - [5] В.В.Буздин, А.И.Демешина, В.Н.Мурзин. ПТЭ, №1, 235, 1969.
 - [6] Л.Л.Ландау, Е.М.Лифшиц. Теория поля, Физматгиз, 1960.
 - [7] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, №7, 1969.
 - [8] А.Е.Станевич, Н.Г.Ярославский. Опт. мех. пром., 5, 1, 1966.
-