

МАГНИТНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ЧИСТОМ Ge

*А.А. Карузский, К.В. Бетцлер¹⁾, Б.Г. Журкин,
Б.М. Балтер*

Экспериментально наблюдался новый осцилляционный эффект – осцилляции времени жизни электронно-дырочных капель в чистом германии в магнитных полях до 32 кэ. Наблюдавшийся эффект подтверждает теорию Келдыша – Силина об осцилляциях плотности ферми-жидкости электронов и дырок в каплях при наложении магнитного поля.

В работе Багаева с сотрудниками [1] наблюдались магнитные осцилляции интенсивности люминесценции из электронно-дырочных капель (ЭДК), и было высказано предположение, что они обусловлены осцилляциями энергии связи электронов и дырок в каплях. Келдыш и Силин показали [2], что в магнитном поле свободная энергия ферми-жидкости электронов и дырок в ЭДК имеет осциллирующую часть, приводящую к осцилляциям равновесной плотности носителей заряда n в каплях. Основной вклад в осциллирующую часть дает обменная энергия, а не кинетическая как было бы в случае ферми-газа.

В настоящей работе экспериментально обнаружен новый осцилляционный эффект – осцилляции времени жизни τ ЭДК в магнитном поле (рис. 1). Именно этот эффект определяет осцилляции интенсивности (квантового выхода) излучения ЭДК. Осцилляции τ доказывают, что взаимодействия в жидкой фазе определяют не только ее термодинамические характеристики (энергию связи), но и кинетику ее рекомбинации, т. е.

¹⁾ Прикомандирован из физического института университета г. Штуттгарт, ФРГ.

время жизни. Существенно отметить, что время жизни и квантовый выход в ЭДК на порядок превышают значения этих величин для экситонов и свободных носителей. Результаты настоящей работы позволяют сделать однозначный вывод, что механизм рекомбинации носителей в ЭДК имеет иную природу, чем для экситонов и свободных носителей, и определяется равновесной плотностью носителей, т. е. в конечном счете межчастичным взаимодействием в жидкой фазе.

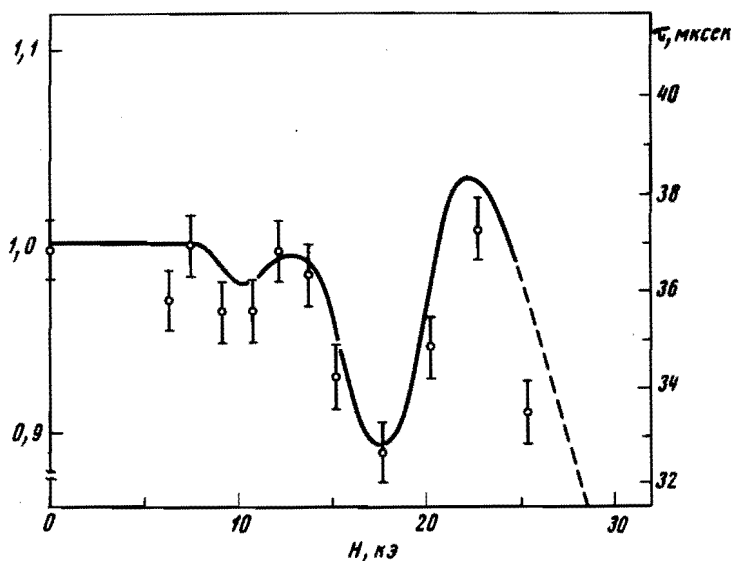


Рис. 1. Время жизни τ ЭДК в зависимости от магнитного поля H (экспериментальные точки взяты из данных, представленных на рис. 2). Сплошная кривая дает вычисленную зависимость $\tau(H)$ из магнитных осцилляций $n(H)$ работы [4]

Опыты проводились при $T = 1,5\text{K}$ на образцах чистого Ge с концентрацией примесей $\leq 10^{12}\text{ см}^{-3}$ при наложении магнитного поля $H = 0 \pm 32\text{ кэ}$, создаваемого сверхпроводящим соленоидом. Поле H было параллельно кристаллографической оси $[100]$ образцов. Детали экспериментальной установки описаны в [3, 4]. Зависимость τ от магнитного поля, представленная на рис. 1, получена из непосредственных измерений кинетики распада ЭДК при данном постоянном магнитном поле. На рис. 2 показаны зависимости логарифма интенсивности ИР линии $LA-709\text{ мэв}$ ЭДК от времени задержки после возбуждающего импульса Ca Aв-лазера (длительность импульса составляла 2 мксек , частота повторения 1 кГц , световой поток на образец $\approx 5\text{ вт/см}^2$). Верхняя прямая соответствует $H = 0$, нижняя $H = 32\text{ кэ}$. Как видно из рис. 2 во всей исследуемой области магнитных полей закон распада ЭДК хорошо описывается экспонентой. Для малых H $\tau \approx 36\text{ мксек}$, что хорошо согласуется с данными других авторов [5, 6].

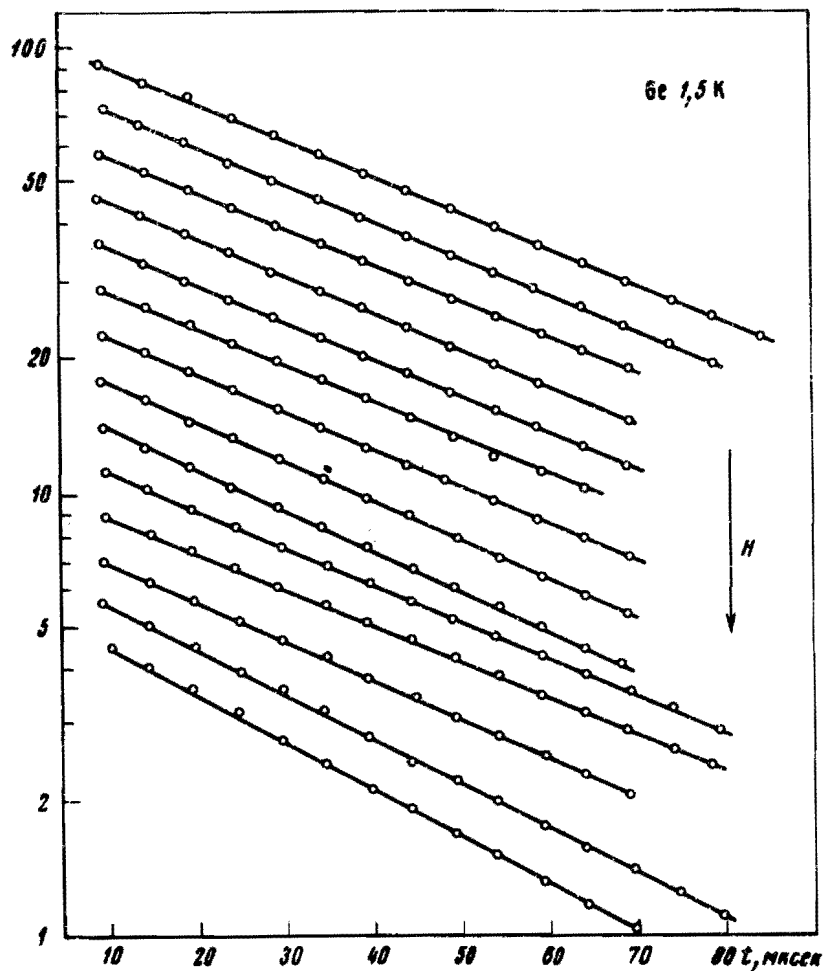


Рис. 2. Временная зависимость интенсивности люминесценции ЭДК для различных магнитных полей (поле растет от 0 для верхней кривой и до 32 кэ для нижней кривой)

Магнитные осцилляции τ можно объяснить на основе кинетических уравнений для ЭДК, рассмотренных в [4], где для времени жизни было получено соотношение

$$\tau^{-1} = A + Bn + Cn^2 \quad (1)$$

Здесь член A дает вклад в рекомбинацию, обусловленную примесями; Bn — излучательную рекомбинацию в ЭДК и Cn^2 — член, обусловленный безызлучательной оже-рекомбинацией. Для данной температуры коэффициенты A , B и C — постоянны. Из (1) видно, что при осцилляциях величины плотности носителей заряда n в ЭДК, будет осциллировать и величина τ , причем в противофазе с n , т. е. минимуму n должен соответствовать максимум τ . Из соотношения (1) можно получить связь между относительными

осцилляциями n и τ :

$$\frac{d\tau}{\tau} = (Q - 2) \left(\frac{dn}{n} \right), \quad (2)$$

где $Q = Bn / (A + Bn + Cn^2)$ – квантовая эффективность рекомбинации в ЭДК.

На рис. 1 сплошной кривой представлены значения τ , вычисленные по формуле (2) с использованием данных работы [4] по осцилляциям плотности n в ЭДК. Согласие с экспериментальными значениями осцилляций τ хорошее.

В заключение авторы выражают благодарность Л.В.Келдышу и А.П.Силину за обсуждение полученных результатов.

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

Поступила в редакцию
7 мая 1975 г.
После переработки
9 июня 1975 г.

Литература

- [1] В.С.Багаев, Т.И.Галкина, Н.А.Пенин, В.Б.Стопачинский, М.Н.Чураева. Письма в ЖЭТФ, 16, 120, 1972.
- [2] Л.В.Келдыш, А.П.Силин. ФТТ, 15, 1532, 1973.
- [3] В.Б.Гинодман, П.С.Гладков, Б.Г.Журкин, Н.А.Казаков, Н.А.Пенин. Препринт №90, ФИАН, СССР, М., 1974.
- [4] К.В.Бетцлер, Б.Г.Журкин, А.Л.Карузский. Будет опубликовано в Solid State Comm.
- [5] R.M.Westervelt, T.K. Lo, J.L.Staehli, C.D.Jeffries. Phys. Rev. Lett., 32, 19, 1051, 1974.
- [6] C.Benoit a la Guillaume, M. Voos. Solid State Comm., 11, 1585, 1972.

Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 2, стр. 68 – 72

20 июля 1975 г.

ВЫНУЖДЕННОЕ РАССЕЯНИЕ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ С ШИРОКИМ УГЛОВЫМ СПЕКТРОМ

Ф.А.Королев, В.И.Одинцов

Теоретически показано, что при вынужденном рассеянии в поле накачки с широким угловым спектром имеется значительный параметрический вклад в усиление стоксова излучения, влияющий на его угловое распределение.

Обычно при теоретическом рассмотрении вынужденного рассеяния излучение накачки представляется в виде однородной плоской волны. В