

РАССЕЯНИЕ СВЕТА КАПЛЯМИ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕРМАНИИ

Я. Е. Покровский, К. И. Свистунова

В работе [1] отмечалось, что прямым подтверждением существования конденсированной фазы неравновесных носителей заряда в полупроводниках в виде мелких капель могло бы явиться наблюдение рассеяния света такими каплями. Действительно, капли электрон-дырочной плазмы радиуса r_0 с концентрацией неравновесных носителей заряда p_0 имеют комплексный показатель преломления m , который вследствие поглощения света носителями отличается от показателя преломления кристаллической решетки полупроводника n

$$m = n - in^* ; \quad n^* = S p_0 \lambda / 4\pi . \quad (1)$$

Здесь S – сечение поглощения света носителями, λ – длина волны света в вакууме. Если $n^*/n \ll 1$ и $S p_0 r_0 \ll 1$, то справедлива теория рассеяния Релея – Ганса [2]. Если, далее, размер капель велик, $2\pi r_0 \gg \lambda/n$,

то будет преобладать рассеяние под малыми углами. В этом случае сила света, рассеянного в образце под углом θ/n и вышедшего через плоскую грань кристалла под углом θ к пучку зондирующего света, может быть представлена в виде [2]:

$$u_p(\theta) = I_0 d(2\pi)^2 NV^2 \lambda^{-4} (n^*)^2 G^2(r_0, \theta),$$

$$G(r_0, \theta) = 3 \left(\sin \frac{2\pi}{\lambda} r_0 \theta - \frac{2\pi}{\lambda} r_0 \theta \cos \frac{2\pi}{\lambda} r_0 \theta \right) \left(\frac{2\pi}{\lambda} r_0 \theta \right)^{-3}. \quad (2)$$

Здесь I_0 – поток зондирующего света, $V = \frac{4}{3} \pi r_0^3$ – объем каплей, N – их концентрация, d – толщина слоя, в котором происходит рассеяние. Интегрируя (2) по θ и считая, что основная часть неравновесных носителей сосредоточена в конденсированной фазе, $NV\rho_0 = gr_0$, получаем, с учетом (1) интегральный поток рассеянного света

$$I_p = \frac{3}{8} I_0 d S^2 \rho_0 r_0 g r_0. \quad (3)$$

Здесь g – скорость возбуждения, r_0 – время жизни конденсата. Поток света, поглощенного носителя в конденсированной фазе можно записать в виде

$$I_n = I_0 d S g r_0. \quad (4)$$

откуда следует, что

$$I_p / I_n = \frac{3}{8} S \rho_0 r_0. \quad (5)$$

Таким образом, радиус каплей r_0 может быть определен как по угловому распределению рассеянного света из (2), так и из соотношения (5), если известны ρ_0 и S .

Рассеяние света каплями конденсированной фазы в германии было обнаружено экспериментально. Образец чистого германия 1 (рис. 1) размером $2 \times 4 \times 10 \text{ мж}^3$ с оптически полированными гранями возбуждался модулированным излучением 2 лампы накаливания. При этом скорость объемного возбуждения g уменьшалась по толщине образца вследствие непрямого собственного поглощения. Исследовалось рассеяние света гелий – неоновом лазере с $\lambda = 3,39 \text{ мж}$, что приблизительно соответствовало максимуму поглощения света свободными дырками в германии ($S = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ при 77°K [3]). Пучок света 3 диаметром около $0,2 \text{ мж}$ проходил через образец параллельно грани, на которую фокусировалось возбуждающее излучение. Свет, прошедший через образец без рассеяния, задерживался стаканом 4. Для выделения света, рассеянного под углами $\theta \pm \Delta\theta$ ($\Delta\theta \sim 1^\circ$) служили кольцевые окна сменных дисков 5. Набор из восьми дисков с окнами, соответствовавшими различным θ позволял определять угловое распределение рассеянного света $u_p(\theta)$. Далее рассеянный свет фокусировался кварцевым конденсором 6 на приемную площадку 7 охлаждаемого фотосопротивления из сульфида свинца, защищенного светофильтром от воздействия возбуждающего и рекомбинационного излучений.

Для эффективного охлаждения образца 1 его верхняя половина была впаяна в полость криостата и омывалась жидким гелием, а нижняя рабочая половина находилась в вакууме. В условиях эксперимента температура образца практически не отличалась от температуры гелиевой ванны и вместе с тем полностью исключалось паразитное рассеяние света пузырьками кипящего гелия.

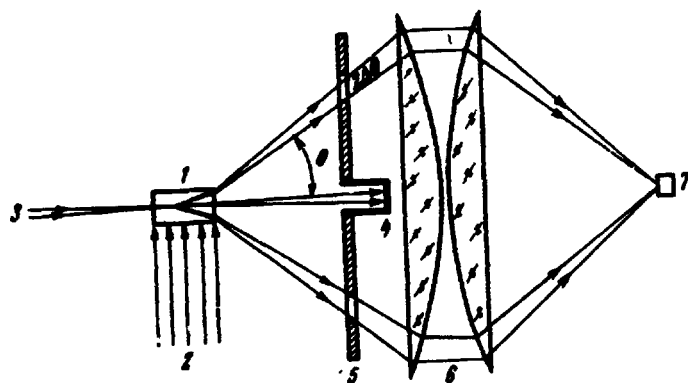


Рис. 1. Схема метода исследования рассеяния света

При использованных уровнях возбуждения g характерное рекомбинационное излучение конденсированной фазы неравновесных носителей заряда [1] возникало при температуре $\approx 2,1^\circ\text{K}$. Одновременно появлялось рассеянное излучение, модулированное с частотой возбуждающего света и синфазное с возбуждением. Этот сигнал появлялся лишь при одновременном воздействии на образец возбуждающего 2 и зондирующего 3 излучений. Ответ фотосопротивления на интегральное рассеянное излучение I_p , измерявшийся при снятых дисках 5, на 2–3 порядка превышал шумы.

Для определения r_0 из соотношения (5) были измерены относительные величины I_p , I_n и I_0 . Для определения I_n измерялся ответ фотосопротивления при снятом стекле 4 на переменную составляющую излучения 3, которая, как и следовало ожидать, была в противофазе с возбуждением. В первом случае, когда зонд 3 проходил на расстоянии $0,5 \text{ мк}$ от освещенной поверхности образца, оказалось, что $I_p / I_0 = 1,75 \cdot 10^{-2}$, $I_n / I_0 = 7,2 \cdot 10^{-3}$. Если принять $\rho_0 = 2,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [4], $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ сек}$ [1, 4], $S = 2 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [3], то из (4), (5) следует $r_0 = 8,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $g = 4,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. При удалении светового зонда на 1 мк от освещенной поверхности образца, что соответствовало уменьшению скорости генерации g , было получено $r_0 = 3,8 \cdot 10^{-4}$, $g = 1,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$. Таким образом, размер капель r_0 уменьшался при уменьшении g , что согласуется с представлениями, развитыми в [1].

Независимое определение r_0 было проведено также путем сопоставления экспериментальных данных по угловому распределению силы рассеянного света $u_p(\theta)$ с теоретической формулой (2). Для этого сила света, рассеянного под углами $\theta \pm \Delta\theta$ была построена в зависимости от $(2\pi/\lambda)r_0\theta$ (рис. 2), причем $u_p(\theta)$ принималась пропорциональной ответу фотосопротивления, нормированному к площади кольцевых окон дисков 5.

Параметр r_0 выбирался из условия оптимального совпадения экспериментальных точек с функцией $G^2(r_0, \theta)$, характеризующей угловое распределение и представленной на рис. 2 сплошной линией. Из рисунка

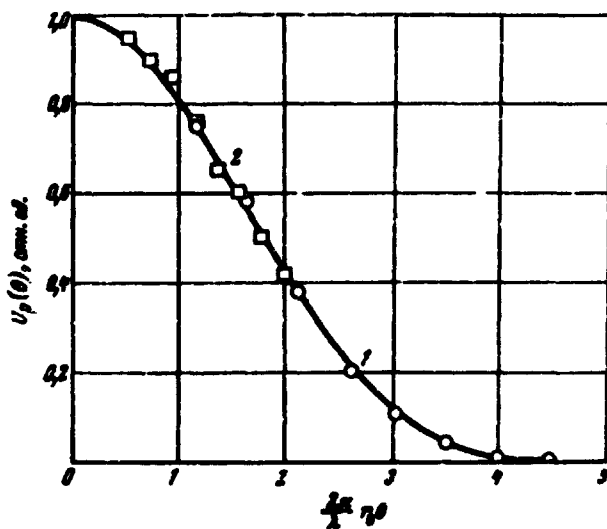


Рис. 2. Угловое распределение силы рассеянного света $U_p(\theta)$: 1. — световой зонд на расстоянии 0,5 мм от освещенной поверхности образца, $r_0 = 7,6 \cdot 10^{-4}$ см (светлые кружки); 2 — зонд на расстоянии 1 мм, $r_0 = 3,4 \cdot 10^{-4}$ см (светлые квадраты). Функция $G^2(r_0, \theta)$ — сплошная линия

видно, что удается подобрать такие значения r_0 , при которых наблюдается хорошее совпадение эксперимента с расчетом. При первом положении светового зонда $r_0 = 7,6 \cdot 10^{-4}$ см, при втором положении зонда $r_0 = 3,4 \cdot 10^{-4}$ см. Эти значения r_0 хорошо согласуются с величинами, определенными из (5) для тех же положений светового зонда. Отметим, что при определении r_0 по угловому распределению рассеянного света нет необходимости знать концентрацию носителей заряда в конденсированной фазе ρ_0 и сечение поглощения S . Полученные размеры капель находятся также в согласии с величиной $r_0 = 10^{-3}$ см, определенной при той же температуре и аналогичном возбуждении в работе [5] по поглощению субмиллиметрового излучения конденсированной фазой в германии.

Авторы благодарны С.Г.Калашникову за обсуждение результатов.

Литература

- [1] Я.Е.Покровский, К.И.Свистунова. ФТП, 4, 491, 1970.
 - [2] Г.ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами М., ИИЛ 1961.
 - [3] W.E.Pinson, R.Bray. Phys. Rev., 136A, 1449, 1964.
 - [4] Я.Е.Покровский, А.С.Каминский, К.И.Свистунова. Proc. X Intern. Conf. Phys. Semicond, 504, 1970 .
 - [5] В.С.Вавилов, В.А.Заяц, В.Н.Мурзин. Письма в ЖЭТФ, 10, 314, 1969.
-