

## СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТОЛУМИНЕСЦЕНЦИИ В $In Sb$

В.И.Иванов-Омский, Б.Т.Коломиец, В.А.Смирнов

В данной работе получено спектральное распределение рекомбинационного излучения, вызванного магнитоконцентрационным эффектом (электромагнитолуминесценция - ЭМЛ) в  $In Sb$  при комнатной температуре [1]. Обнаружено, что характер спектрального распределения ЭМЛ отличается от спектров рекомбинационного излучения, возбуждаемого другими известными способами, а максимум спектрального излучения ЭМЛ зависит от напряженности электрического и магнитного полей.

Рекомбинационное излучение возбуждалось при приложении импульсного электрического поля к образцу почти собственного  $p-InSb$ ,

помещенного в магнитное поле, перпендикулярное электрическому. Излучение собиралось в третьем взаимно перпендикулярном направлении, направлялось в монохроматор и регистрировалось фотоприемником из  $\text{Ge}$ , легированного золотом. Длительность импульса электрического поля

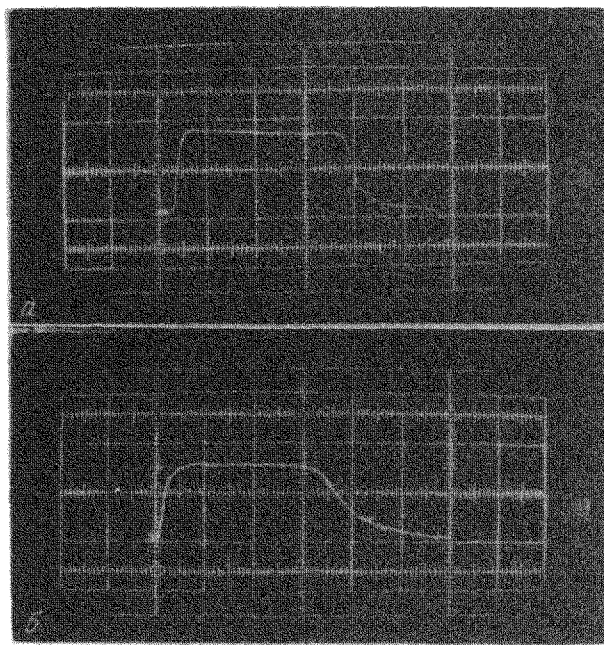


Рис. 1. Осциллограммы импульсов: а - тока через образец, б - сигнал на фотоприемнике. Большое деление по горизонтали равно 1 мксек

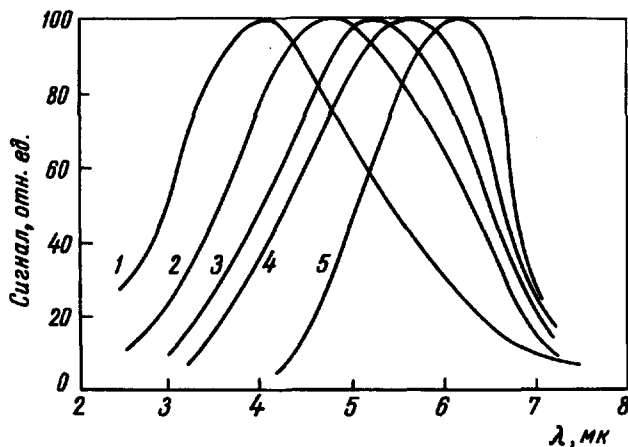


Рис. 2. Спектры ЭМЛ:  
 1 -  $E = 520$  в/см,  $H = 5$  кэ;  
 2 -  $E = 200$  в/см,  $H = 8$  кэ;  
 3 -  $E = 90$  в/см,  $H = 8$  кэ;  
 4 -  $E = 60$  в/см,  $H = 5$  кэ;  
 5 -  $E = 45$  в/см,  $\Delta = 5$  кэ

составляла 2-3 мксек при частоте следования 2-3  $\mu$ . Для увеличения отношения сигнала к шуму на выходе широкополосного усилителя использовался импульсный синхронный детектор. Спектральная ширина щели монохроматора составляла 0,3 мк на длине волны 6 мк.

На рис. 1 приведены осциллограммы импульсов тока за-  
 зец и сигнала на фотоприемнике. Видно, что время нарастания сигнала  
 до уровня 0,7 составляет величину порядка 0,2-0,3 мксек, что соответ-  
 ствует постоянной времени использованного усилителя и, следовательно,  
 но, постоянная времени сигнала равна или меньше этой величины.  
 Столь малая инерционность наблюдаемого сигнала позволяет считать  
 тепловые эффекты несущественными и приписать наблюдаемый сигнал  
 электромагнитолуминесценции. Затыжка заднего фронта импульса сигнала  
 определяется характеристикой измерительной схемы.

На рис. 2 приводятся спектры ЭМЛ образца  $p\text{-InSb}$  с кон-  
 центрацией акцепторов  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$  для различных напряженностей  
 электрического  $\vec{E}$  и магнитного  $\vec{H}$  полей. Видно, что с увеличением  
 произведения  $\vec{E} \times \vec{H}$  имеет место значительный сдвиг максимума интен-  
 сивности излучения в коротковолновую область спектра, сопровождаю-  
 щийся изменением формы и ширины спектральной полосы.

Можно показать, что величина произведения  $\vec{E} \times \vec{H}$  определяет  
 концентрацию избыточных носителей заряда на грани кристалла, с кото-  
 рой наблюдается излучение. Действительно, теория магнитоконцентра-  
 ционного эффекта [2] в предельном случае толстого образца с собствен-  
 ной проводимостью ( $n_i$ ) дает следующее выражение для concentra-  
 ции носителей заряда ( $n_{(0)}$ ) на одной из граней кристалла, на ко-  
 торую производится накачка носителей:

$$n_{(0)} = n_i \frac{A \mu_n (\vec{E} \times \vec{H})}{kT} \frac{(\beta + 1)}{\left( \frac{\sqrt{\lambda_0^2 + \ell^2}}{\ell \lambda_0} + \frac{S_1}{\mathcal{D}} \right)}, \quad (1)$$

где  $A$  - некоторая константа,  $\lambda_0 = \sqrt{\mathcal{D}\tau}$ ,  $\mathcal{D}$  - коэффициент диффузии,  
 $\tau$  - время жизни,  $S_1$  - скорость поверхностной рекомбинации на грани  
 $y = 0$ ;

$$\ell = \frac{\mathcal{D}}{A} \frac{kT}{\mu_n (\vec{E} \times \vec{H}) (\beta + 1)},$$

$\mu_n$  - подвижность электронов,  $\beta$  - отношение подвижности электронов к подвижности дырок;  $\vec{E}$  - напряженность электрического поля;  $\vec{H}$  - напряженность магнитного поля.

Таким образом, сдвиг максимума на рис. 2 может быть связан с существенным увеличением концентрации избыточных носителей заряда, которые заметно заполняют дно зоны проводимости, и мы имеем дело со своеобразным эффектом Мосса-Бурштейна.

Сдвиг максимума и расширение спектральной полосы могут быть вызваны, кроме того, разогревом электронного газа под действием электрического поля.

Так как рекомбинация неравновесных носителей заряда в случае ЭМИ происходит в непосредственной близости от поверхности кристалла, и, следовательно, поглощение высокочастотных фотонов не играет значительной роли, разогрев электронного газа может существенно влиять на спектральное распределение излучения.

Следует также отметить, что при анализе спектров ЭМИ необходимо, по-видимому, учитывать принципиальную неоднородность в распределении носителей заряда, вследствие чего наблюдаемый спектр ЭМИ является суммарным, складывающимся из спектров соответствующих слоев с одинаковой концентрацией носителей заряда.

Сложность одновременного учета перечисленных выше обстоятельств не позволяет в настоящее время произвести точную оценку концентрации избыточных носителей заряда вблизи поверхности, с которой наблюдается излучение. Грубая оценка порядка величины без учета разогрева электронного газа показывает, что при максимальных электрических и магнитных полях непосредственно вблизи грани кристалла находится  $\sim 10^{18}$  носителей заряда в  $\text{см}^{-3}$ .

Авторы искренно признательны А.Ю.Ушакову за предоставление сконструированного им импульсного синхронного детектора.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Поступило в редакцию

10 февраля 1966 г.

### Литература

- [1] В.И.Иванов-Омский, Б.Т.Коломиец, В.А.Смирнов. Докл. АН СССР, 161, 1307, 1965.
- [2] Г.Е.Пикус. ЖТФ, вып.1, 36, 1965.