



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

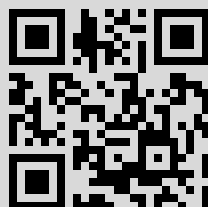
A. G. Slivka, E. I. Gerzanich, Yu. I. Tyagur,
M. I. Gurzan, Phase p, T -diagram of $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$
ferroelectrics, *Fizika Tverdogo Tela*, 1985, Volume 27,
Issue 2, 526–528

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that
you have read and agreed to these terms of use
<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 45.151.147.41

June 6, 2022, 00:23:01



где \tilde{h}_{01} , \tilde{h}_{02} — амплитуды переменного магнитного поля МСВ, v_ϕ — их фазовая скорость. Если же $kl \gg 1$, то $\mathcal{E}_3 \sim \tilde{h}_{01}\tilde{h}_{02}\exp(-kl)$, т. е. в этом случае генерация электромагнитного поля на двойной частоте практически отсутствует из-за локализации полей встречных ПМСВ вблизи противоположных поверхностей пленки. Выбирая для оценок $\omega \sim \omega_H \sim \omega_M \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$, $v_\phi/c \sim 10^{-3}$, $\tilde{h}_{01} \sim \tilde{h}_{02} \sim 1 \text{ Э}$, $kl \sim 1$, $M_0 \sim 140 \text{ Гс}$ (что соответствует железо-иттриевому гранату [1]), из (7) получаем $\mathcal{E}_3 \sim 0.3 \text{ В/см}$. Такие же оценки имеют место и для ООМСВ. Таким образом, рассмотренный выше процесс параметрического преобразования встречных МСВ в электромагнитную волну суммарной частоты является достаточно эффективным. Заметим, что в используемом приближении в случае нормально намагниченной пленки генерация электромагнитной волны на суммарной частоте не возникает.

В заключение отметим, что в работе [5] наблюдалось возбуждение двумя встречными МСВ близкой частоты электромагнитных колебаний резонатора на суммарной частоте. Однако отсутствие в этой работе численных данных эксперимента (кроме приведенных частот МСВ) не позволяет сравнить результаты нашей работы с данными авторов [5].

Л и т е р а т у р а

- [1] Вендик О. Г., Калинин Б. А., Чарторижский Д. Н. ФТТ, 1977, т. 19, № 2, с. 387—395.
 [2] Вашковский А. В., Зубков В. И., Круценко И. В., Мелков Г. А. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 39, № 3, с. 124—126.
 [3] Коцаренко Н. Я., Кошечка С. В., Бурлак Г. Н. ФТТ, 1977, т. 19, № 3, с. 816—819.
 [4] Гуляев Ю. В., Зильберман П. Е. Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 5, с. 897—917.
 [5] Казаков Г. Т., Пылаев Е. С. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 20, с. 1240—1243.

Киевский государственный университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
16 июля 1984 г.

УДК 539.89+621.315.59

Физика твердого тела, том 27, в. 2, 1985
Solid State Physics, vol. 27, № 2, 1985

ФАЗОВАЯ p, T -ДИАГРАММА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$

А. Г. Слипка, Е. И. Герзанич, Ю. И. Тягур, М. И. Гурзан

Монокристаллы $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ относятся к моноклинной сингонии и при нормальных условиях принадлежат к пространственной группе C_{2h}^5 [1]. Вблизи $T_c = 192 \text{ К}$ в $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ происходит сегнетоэлектрический фазовый переход с изменением симметрии $C_{2h}^5 \rightarrow C_s^2$ [2].

При исследовании температурных зависимостей диэлектрической проницаемости, коэффициента поглощения и скорости распространения продольной звуковой волны, теплоемкости и термического коэффициента линейного расширения, а также пропускания света, авторами работ [3–5] было установлено, что помимо сегнетоэлектрического в кристаллах $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ имеет место структурный фазовый переход при $T_i = 222 \text{ К}$. В работе [5] сделано предположение, что этот переход происходит с образованием несоизмеримой фазы.

В данной работе с целью изучения фазовой p, T -диаграммы $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ были осуществлены исследования температурной зависимости диэлектрической проницаемости ϵ при различных значениях гидростатического давления. Температура фазового перехода фиксировалась по положению максимумов на кривых $\epsilon(T)$. Измерения ϵ осуществлялись с помощью моста Р5016 на частоте 10^3 Гц .

Образцы представляли собой пластинки толщиной $1 \div 1.5 \text{ мм}$, площадью $1.5 \times 1.5 \text{ мм}$. В качестве контактов использовалась серебряная паста. Контакты наносились перпендикулярно полярному направлению [100].

Для создания гидростатического давления использовалась камера, конструкция которой описана в работе [6]. Передающей давление средой служила смесь бензина и трансформаторного масла в пропорции 1 : 3. Исследования проводились в динамическом температурном режиме, при этом скорость изменения температуры составляла $0.3 \text{ град} \cdot \text{мин}^{-1}$.

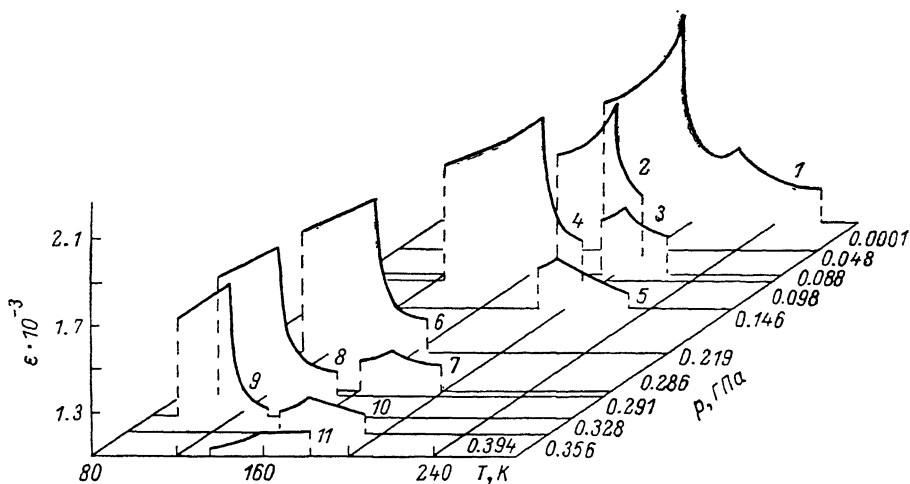


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости кристалла $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ при различных значениях гидростатического давления.

На рис. 1 представлены температурные зависимости диэлектрической проницаемости кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ при различных значениях гидростатического давления. Как видно из рис. 1, в области фазовых переходов на кривых $\epsilon(T)$ имеют место аномалии. С увеличением гидростатического давления аномалии смещаются в область низких температур. При этом происходит уменьшение экстремальных значений ϵ .

При давлении $p=0.394 \text{ ГПа}$ зависимость $\epsilon(T)$ в окрестности высокотемпературного фазового перехода (кривая *II*) имеет вид, характерный для несобственных сегнетоэлектриков с несоизмерной фазой. Поэтому можно предположить, что собственный сегнетоэлектрик $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ с возрастанием гидростатического давления по мере уширения про-

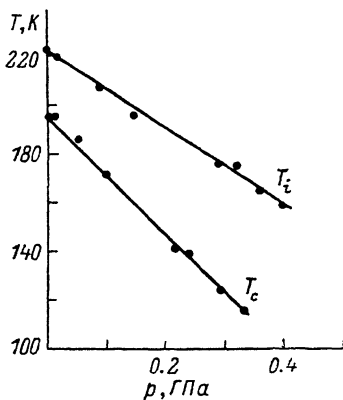


Рис. 2. Фазовая p, T -диаграмма сегнетоэлектрика $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$.

межуточной фазы (рис. 2) приобретает черты несобственного сегнетоэлектрика.

На основании экспериментальных исследований построена фазовая p, T -диаграмма $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$, которая представлена на рис. 2. Как видно, с ростом гидростатического давления температуры обоих фазовых переходов линейно понижаются. Барические коэффициенты сдвига низкотемпературного и высокотемпературного фазовых переходов соответственно равны: $dT_c/dp = -242 \pm 5 \text{ К/ГПа}$ и $dT_z/dp = -156 \pm 4 \text{ К/ГПа}$.

Л и т е р а т у р а

- [1] Carpentier C. D., Nitsche R. Mat. Res. Bull., 1974, vol. 9, № 4, p. 401—410.
 [2] Высочанский Ю. М., Гурзан М. И., Коперлес Б. М., Сливка В. Ю., Чепур Д. В. УФЖ, 1979, т. 24, № 11, с. 1760—1761.

- [3] Гомоннай А. В., Беляев А. Д., Мачулин В. Ф., Корда Н. Ф., Сливка В. Ю. ФТТ, 1981, т. 23, № 6, с. 1623—1625.
- [4] Гомоннай А. В., Грабар А. А., Высочанский Ю. М., Беляев А. Д., Мачулин В. Ф., Гурзан М. И., Сливка В. Ю. ФТТ, 1981, т. 23, № 12, с. 3602—3606.
- [5] Майор М. М., Коперлес Б. М., Савченко Б. А., Гурзан М. И., Морозова О. В., Корда Н. Ф. ФТТ, 1983, т. 25, № 1, с. 214—223.
- [6] Герванич Е. И., Фридкин В. М. Кристаллография, 1969, т. 14, № 2, с. 298—302.

Ужгородский
государственный университет

Поступило в Редакцию
16 июля 1984 г.

УДК 535.372

Физика твердого тела, том 27, в. 2, 1985
Solid State Physics, vol. 27, № 2, 1985

ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО КОНДЕНСАТА В ДВУХСПИНОВОМ СОСТОЯНИИ

Н. А. Калугина, Э. М. Сяок

В прямозонных полупроводниках конденсация электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) затруднена из-за большой скорости излучательной рекомбинации. В работе [1] сообщалось о смещении линии вынужденного излучения экситонов в CdTe в сторону меньших энергий при увеличении интенсивности возбуждения электронным пучком, что объяснялось взаимодействием между экситонами, хотя вопрос об образовании ЭДЖ оставался открытым. Келдышем и Онищенко [2] было показано, что сильное магнитное поле может способствовать конденсации экситонного газа. В статье [3] смещение крыла спонтанной люминесценции InSb в длинноволновую сторону в магнитном поле интерпретировалось как проявление этого эффекта. Нами было обнаружено скачкообразное изменение частоты стимулированной люминесценции, которое мы также объясняли образованием ЭДЖ в присутствии магнитного поля [4]. В настоящей работе мы впервые сообщаем о наблюдении стимулированного излучения ЭДЖ, связанного с двумя спиновыми подуровнями.

Исследовался образец n -InSb ($n=10^{14}$ см $^{-3}$, $\mu=2\cdot 10^5$ см 2 /В·с при 77 К) в виде плоскопараллельной пластинки толщиной 500 мкм, одна поверхность которой была сошлифована с целью ухудшить добротность резонатора. Измерения проводились в конфигурации Фойгта при $T\sim 5$ К. Для возбуждения электронно-дырочных пар использовался охлаждаемый жидким азотом СО-лазер с длинами волн от 5.1 до 5.2 мкм. Монохроматический пучок фокусировался на образец в пятно порядка 200 мкм. Излучение могло измеряться как со стороны накачки (геометрия на отражение), так и с противоположной стороны (на просвет). Плоскость поляризации возбуждающего луча параллельна магнитному полю. Мощность накачки изменялась от 1.4 Вт до минимальной, при которой еще возможно было наблюдение люминесценции. Это позволило нам наблюдать как спонтанные, так и стимулированные излучательные переходы. Измеренные при этом пороговые зависимости приведены на рис. 1. В геометрии на просвет порог значительно ниже, чем на отражение, так как в этом случае угол падения луча был близок к 90° (в отличие от 70° при отражении) и большая часть возбуждающих фотонов входила в образец. Отметим, что при увеличении магнитного поля пороговые мощности уменьшались с 0.8 до 0.5 Вт. Было также обнаружено уменьшение порога с ростом длины волны возбуждающего излучения. Переход от спонтанного спектра к стимулированному сопровождается резким уменьшением ширины линии с 3 до 0.5 мэВ, а также увеличением пиковой мощности в 300 раз при наличии резонатора (вставка на рис. 1) и в 30 раз при ухудшении добротности шлифовкой одной из его граней. В магнитном поле линия спонтанного излучения сужается примерно в два раза, в геометрии на просвет обрезаются ее коротковолновая часть за счет самопоглощения.