

ления Ферми для чисто упругого рассеяния с учетом влияния магнитного поля.

Интегрируя (3) по  $x$ ,  $y$ , найдем распределение частиц на глубине  $z$  по углу отклонения, совпадающее с аналогичным распределением при отсутствии поля. Распределение по поперечному смещению так же, как и при  $B = 0$ , имеет гауссов вид, но средний квадрат смещения  $r_z^2$  на глубине  $z$  будет другим

$$r_z^2 = A_2 - 2(B_1 B_2 + C_1 C_2) + A_1(B_1^2 + C_1^2).$$

В частности, для чисто упругого рассеяния (5)

$$r_z^2 = 2\alpha_0^2 a^2 (z - a \sin \alpha_0 z).$$

Сравнивая с аналогичным результатом при отсутствии поля [3], можно заключить, что воздействие магнитного поля приводит к более медленному уширению пучка вследствие многократного упругого рассеяния частиц. Отметим также, что переход к (5) фактически означает аппроксимацию начального участка зависимости (4) линейной функцией, что позволяет уточнить область применимости (5):  $0 < z < 0.3R$ . В остальной области влияние потерь энергии на малоугловое рассеяние частиц становится существенным.

#### Список литературы

- [1] Росси Б. Частицы больших энергий. М.: ГИТТЛ, 1955. 465 с.
- [2] Кимель Л. Р., Салимов О. Н. // ЖТФ. 1972. Т. 42. Вып. 6. С. 1154—1160.
- [3] Ремизович И. С., Розогкин Д. Б., Рязанов М. И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1988. 240 с.

Поступило в Редакцию  
4 февраля 1991 г.  
В окончательной редакции  
26 июня 1991 г.

06  
© 1992 г.

Журнал технической физики, т. 62, в. 2, 1992

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\text{Ga}_2\text{Se}_3$ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ДЛИН ВОЛН

Б. М. Гарин, И. П. Никитин, Н. Д. Зверев, А. С. Куликов, Ж. К. Крапошина,  
Л. П. Гальчинецкий

Полупроводники типа  $A_2^{II}B_3^{VI}$ , к которым относится полупроводник селенид галлия  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$ , имеют "рыхлую" решетку, в которой треть узлов катионной подрешетки вакантна, причем вакансии стехиометрические [1]. С этим связана аномалия электронного состояния примесей — электронейтральность [2], в результате чего даже при значительной концентрации примесей сохраняются неизменными полупроводниковые свойства. Кроме того, особенности кристаллической структуры обуславливают очень высокую радиационную стойкость указанных материалов по ряду параметров, включая оптические постоянные в ИК диапазоне [3, 4]. Свойства данных материалов, однако, недостаточно изучены. В частности, до настоящего времени они не исследовались в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, где существенную роль играет решеточное поглощение с непрерывным спектром. В настоящей работе исследованы оптические свойства  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  в диапазоне волновых векторов  $\nu = 4\text{—}16 \text{ см}^{-1}$ .

Исследованы поликристаллические образцы, изготовленные двумя методами:

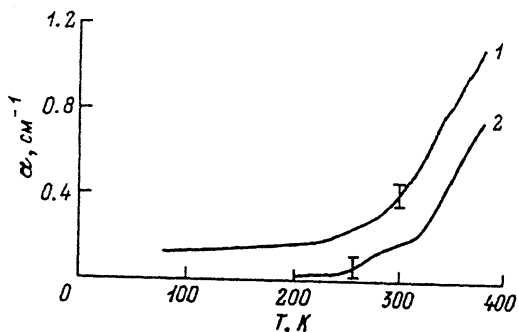


Рис. 1. Температурные зависимости поглощения при  $\nu = 4.26 \text{ см}^{-1}$ .

1 — образец 1; 2 — образец 2.

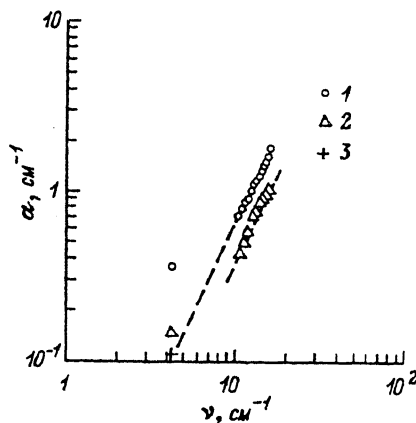


Рис. 2. Частотные зависимости поглощения.

1, 2 — при  $T = 300 \text{ К}$  для образцов 1 и 2 соответственно; 3 — при  $T = 78 \text{ К}$  для образца 1; пунктир — теоретическая зависимость [9].

образец 1 (слиток) путем кристаллизации расплава  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  [3, 4], образец 2 (керамика) путем спекания порошка  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  под одноосным давлением 245 МПа при температуре 970 К. После механической обработки образцы представляли собой плоско параллельные диски с размерами  $16 \times 3.4$  и  $19 \times 2.5$  мм соответственно. Плотность образцов  $\sim 5.1 \text{ г/см}^3$ , удельное электросопротивление  $\rho \geq 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ .

Измерения оптических постоянных проводились на установках, собранных из квазиоптических линзовых линий и генераторов на лампах обратной волны [5]. Для измерений показателя преломления  $n$  использовался интерферометр Рождественского [5]. При  $\nu = 4.26 \text{ см}^{-1}$  подбирались просветляющие покрытия, что позволило снизить абсолютную погрешность измерений коэффициента поглощения  $\alpha$  при комнатной температуре до  $0.03 \text{ см}^{-1}$ . Для температурных измерений образцы помещались в термостатированную кювету и охлаждались парами азота до 78 К или нагревались горячим воздухом до 380 К. Поглощение при  $\nu > 10 \text{ см}^{-1}$  и при комнатной температуре определялось на основе измерений  $n$  и коэффициента пропускания образцов (без просветления) в точках его интерференционных максимумов. При этом погрешность в определении  $\alpha$  составляла  $0.1 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 1 приведена температурная зависимость коэффициента поглощения для  $\nu = 4.26 \text{ см}^{-1}$ . Как видно, поглощение в образце 1 существенно больше, чем в образце 2. В частности, при температуре 300 К значения  $\alpha$  равны 0.35 и  $0.15 \text{ см}^{-1}$  соответственно, в то время как показатели преломления почти одинаковы: 3.14 и 3.16 соответственно. При температурах ниже 240 К поглощение для  $\nu = 4.26 \text{ см}^{-1}$  выходит на плато. Это можно объяснить проявлением не зависящего от температуры однофононного поглощения, связанного с возбуждением акустических колебаний решетки, имеющей микроскопические неупорядоченности [6, 7]. Но в образце 2 это поглощение столь мало, что не превышает погрешности измерения. Следовательно, в результате спекания порошка под давлением при температуре ниже точки плавления формируется материал с гораздо более упорядоченной кристаллической решеткой, чем в слитке из расплава. При увеличении температуры выше 300 К поглощение в обоих образцах резко возрастает (рис. 1), что свидетельствует о релаксационном решеточном поглощении, характерном для СВЧ диапазона [8] (поглощение на свободных носителях при  $\rho \geq 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$  пренебрежимо мало).

Из рис. 2 видно, что в субмиллиметровом диапазоне ( $\nu > 10 \text{ см}^{-1}$ ) поглощение при температуре 300 К пропорционально квадрату волнового числа. Это говорит о преобладающей роли колебательного решеточного поглощения, так как релаксационное поглощение в данном диапазоне не увеличивается при возрастании  $\nu$  [8]. Очевидно, колебательное поглощение обусловлено в основном вышеуказанным однофононным механизмом, который характеризуется зависимостью  $\alpha \sim \nu^2$  [9]. Подтверждением такой интерпретации служит близость значений измеренного однофононного поглощения для  $\nu = 4.26 \text{ см}^{-1}$  при  $T < 240 \text{ К}$  (рис. 1, кривая 1) и теоретической экстраполяции зависимости  $\alpha = f(\nu)$  для образца 1 (рис. 2).

В заключение отметим, что эксперименты показали высокую радиационную стойкость спектральных характеристик  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  в исследованном диапазоне длин волн. Для иллюстрации этого результата приведена таблица коэффициентов поглощения образцов до и после облучения мощными потоками гамма-квантов флюэнсом  $\sim 15 \cdot 10^{17}$  квант /  $\text{см}^2$ . После облучения поглощение практически не меняется, что говорит об отсутствии радиационных повреждений кристаллической решетки как в слитках, так и в керамике.

Значения  $\alpha$  ( $\text{см}^{-1}$ ) для образцов 1 и 2 при  $T=300 \text{ К}$   
до и после гамма-облучения флюэнсом  $\sim 1.5 \cdot 10^{17}$  квант/см<sup>2</sup>

| $\nu, \text{см}^{-1}$ | Образец 1 |       | Образец 2 |       |
|-----------------------|-----------|-------|-----------|-------|
|                       | до        | после | до        | после |
| 13.8                  | 1.2       | 1.1   | 0.8       | 0.8   |
| 14.5                  | 1.4       | 1.2   | 0.9       | 0.9   |

Таким образом, полученные результаты подтверждают вывод работы [10] о значимости для диэлектриков различных типов в диапазоне субмиллиметровых и миллиметровых волн механизма однофононного поглощения, обусловленного микроскопическими неупорядоченностями кристаллической решетки. При этом у керамики  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  более упорядоченная решетка, чем у слитков, а спектральные характеристики  $\text{Ga}_2\text{Se}_3$  в данном диапазоне обладают высокой радиационной стойкостью.

Авторы благодарят В. В. Мериакри за ценные обсуждения и Г. Ч. Кима за помощь в приготовлении образцов.

#### Список литературы

- [1] Атрощенко Л. В., Гальчинецкий Л. П., Кошкин В. М. и др. // Изв. АН СССР. Неорган. матер. 1965. Т. 1. № 12. С. 2140—2150.
- [2] Овечкина Е. Е., Романов В. П., Забродский Ю. Р. и др. // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. Вып. 1. С. 329—333.
- [3] Гальчинецкий Л. П., Гурьев В. В., Ходеева Н. В. // Монокристаллы и техника. Харьков, 1972. № 7. С. 58Г—58А.
- [4] Кошкин В. М., Дмитриев Ю. Н., Забродский Ю. Р. и др. // ФТП. 1984. Т. 18. Вып. 8. С. 1373—1378.
- [5] Мериакри В. В., Аплеталин В. Н., Копнин А. Н. и др. // Проблемы современной радиотехники и электроники. М., 1980. С. 164—180.
- [6] Виноградов В. С. // ФТТ. 1960. Т. 2. Вып. 10. С. 2622—2628.
- [7] Галдецкий А. В., Гарин Б. М. Препринт ИРЭ АН СССР. № 17(372). М., 1983. 27 с.
- [8] Поплаво Ю. М. Физика диэлектриков. Киев: Вища школа, 1980. 400 с.
- [9] Гарин Б. М. Препринт ИРЭ АН СССР. № 2(477). М., 1988. 33 с.
- [10] Гарин Б. М., Куликов А. С., Ушаткин Е. Ф. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 8. С. 2420—2423.

Институт радиотехники и электроники АН СССР  
Фрязино  
Московская область

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1991 г.