

УДК 535.32+535.34.546.289

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРЕМНИЯ, ГЕРМАНИЯ И АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В ДИАПАЗОНЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

*Б. П. Горшунов, В. П. Калинин, Г. В. Козлов,
О. И. Сиrotинский*

В диапазоне субмиллиметровых (сбмм) волн (частоты $\nu=6\div 32$ см⁻¹) в интервале температур $T=10\div 600$ К измерены спектры динамической проводимости и диэлектрической проницаемости кремния, германия и арсенида галлия. Установлено, что сбмм диэлектрические свойства германия и кремния в основном определяются свободными носителями, термически возбуждаемыми в зону проводимости. Показано, что при $T < 450$ К определяющее влияние на поглощение сбмм излучения в арсениде галлия оказывают двухфононные процессы с участием акустических продольного и поперечного фононов.

В последнее время наблюдается увеличение количества публикаций, посвященных использованию полупроводниковых материалов в приборах миллиметрового (мм) и субмиллиметрового (сбмм) диапазонов волн, таких как диоды Ганна [1], болометрические приемники [2], модуляторы сбмм излучения [3] и др. В связи с этим важно знать диэлектрические свойства полупроводниковых материалов в данном частотном интервале. В то же время, несмотря на большое количество статей и монографий по оптическим свойствам полупроводников (см., например, [4]), в литературе практически нет соответствующих данных по мм—сбмм свойствам даже для классических представителей данного класса веществ.

Цель данной работы заключалась в проведении детальных исследований оптических характеристик, диэлектрической проницаемости ϵ' и динамической проводимости σ в диапазоне сбмм волн классических полупроводников — кремния, германия и арсенида галлия.

1. Методика эксперимента

В качестве объектов исследования были выбраны образцы бездислокационного кремния *n*-типа, выращенного методом бестигельной зонной плавки в аргоноводородной атмосфере; дислокационного германия ($N_{\text{длс}} \sim$

Таблица 1

	$n, \text{см}^{-3}$	$\sigma, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\mu_e, \text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$
Si	$1.3 \cdot 10^{13}$	$2.78 \cdot 10^{-3}$	1340
Ge	$5.6 \cdot 10^{13}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	1800
GaAs	$2.4 \cdot 10^6$	$1.13 \cdot 10^{-9}$	3000

$\sim 10^3 \div 10^4$ см⁻²), выращенного в атмосфере водорода; полуизолирующего арсенида галлия, легированного Cr_2O_3 с плотностью дислокаций $N_{\text{длс}} \sim \sim 10^4$ см⁻². Параметры образцов (электропроводность σ , концентрация

носителей тока n и их дрейфовая подвижность μ_e), измеренные на постоянном токе при комнатной температуре, приведены в табл. 1.

Измерения спектров $\epsilon'(\nu)$, $\sigma(\nu)$ проводились на субмм ЛОВ¹ спектрометре «Эпсилон» по методике «на пропускание» [5] в диапазоне частот

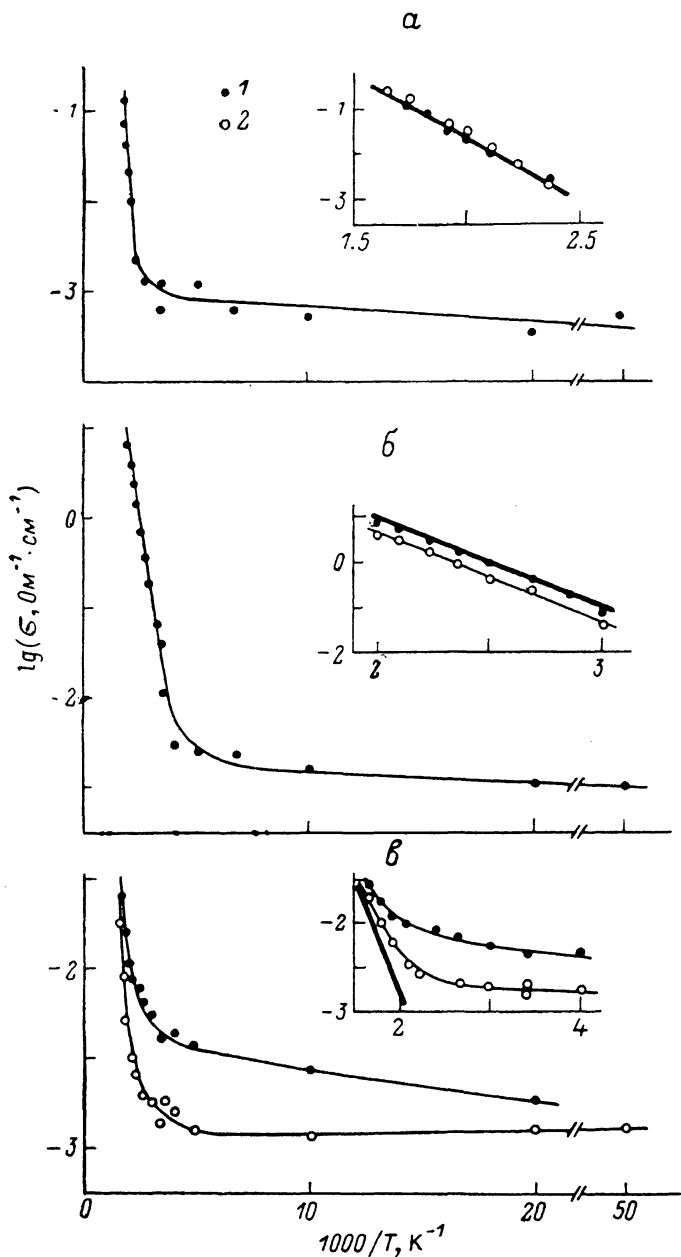


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости Si (а), Ge (б) и GaAs (в) на частотах 10 (1) и 29 cm^{-1} (2).

6—32 cm^{-1} и в области температур 10—600 К. Толщины образцов варьировались от ≈ 100 мкм до ≈ 5 мм. Экспериментальные погрешности измерений σ составили около 25 и 5 % соответственно при $T \approx 10$ и ≈ 500 К. Погрешности измерения ϵ' составили порядка 1 % во всем использованном температурном интервале.

¹ ЛОВ (лампа обратной волны) — генератор излучения.

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В табл. 2 сведены экспериментальные данные по диэлектрической проницаемости ϵ' и динамической проводимости σ ($\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$) кремния, германия и арсенида галлия на частотах 10 и 29 см^{-1} при различных температурах. Результаты измерений сбм спектров представлены на рис. 1—5.

Таблица 2

T, К	10 см^{-1}		29 см^{-1}	
	ϵ'	σ	ϵ'	σ
Кремний				
100	11.4	0.0011	11.4	0.0005
200	11.5	0.0023	11.6	0.0012
296	11.6	0.0024	11.6	0.0012
373	11.8	0.0017	11.8	0.0014
473	11.9	0.012	11.9	0.011
Германий				
100	15.5	0.0015	15.4	0.0016
200	15.7	0.0024	15.6	0.002
296	16.0	0.001	16.0	0.006
373	14.3	0.43	15.7	0.24
473	11.0	4.0	13.9	2.7
Арсенид галлия				
100	12.6	0.0011	12.6	0.0023
200	12.7	0.0043	12.8	0.0038
296	12.9	0.0019	12.9	0.0050
373	13.1	0.0020	13.1	0.0060
473	13.4	0.0031	13.3	0.0081

На рис. 1 показаны зависимости динамической проводимости от температуры для обсуждаемых материалов на частотах 10 и 29 см^{-1} . Хорошо видны две области с разными энергиями активации и с перегибом в районе $T=250\div300$ К. Для всех трех материалов в области высоких температур наклон зависимости $\log \sigma$ (сбмм) от $1/T$ соответствует энергии щели, полученной из статических измерений [6-8] (сплошные линии): $E_g=1.11$ (Si), 0.66 (Ge), 1.43 эВ (GaAs).

Температурные зависимости диэлектрической проницаемости кремния, германия и арсенида галлия для частот 10 (1) и 29 см^{-1} (2) показаны на рис. 2. Для Si и GaAs во всей температурной области и для Ge при $T < 300$ К значения ϵ' на разных частотах совпадают в пределах точности эксперимента, а температурная зависимость хорошо описывается известным соотношением Мосса [9] (сплошные линии на рис. 2)

$$\epsilon'^2 E_g = \text{const.} \quad (1)$$

Частотные зависимости $\sigma(\nu)$ и $\epsilon'(\nu)$ для германия, кремния и арсенида галлия представлены на рис. 3, 4. В спектрах $\sigma(\nu)$ и $\epsilon'(\nu)$ германия

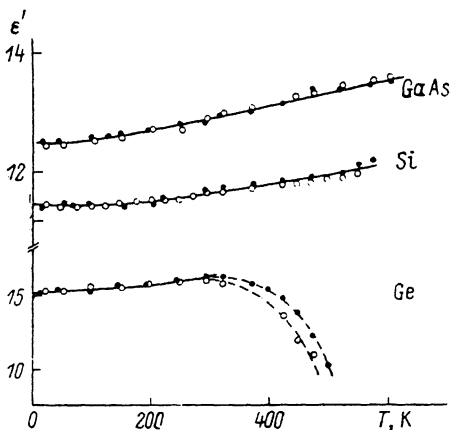


Рис. 2.

наблюдается дисперсия друдевского типа, которая может быть описана в рамках модели Друде [10] с помощью формул

$$\sigma(\nu) = \sigma_0 / (1 + \nu^2 / \gamma^2), \quad \epsilon'(\nu) = \epsilon_\infty - 2 \cdot \sigma(\nu) / \gamma, \quad (2), (3)$$

где σ_0 — проводимость на нулевой частоте; γ — частота соударений носителей заряда с примесями, фононами; ϵ_∞ — диэлектрическая проницаемость без учета вклада $\Delta\epsilon_D$ свободных электронов; параметры $\Delta\epsilon_D$, ν_p (плазменная частота), μ_e (подвижность) и n (концентрация свободных электронов) связаны соотношениями

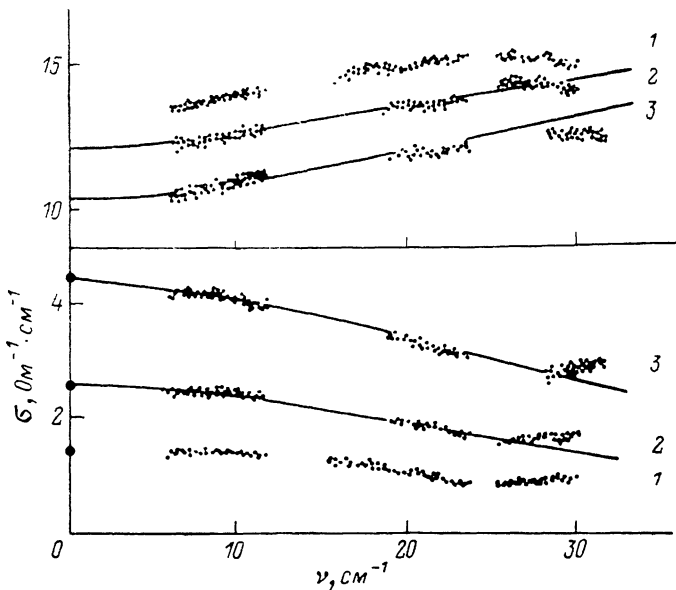
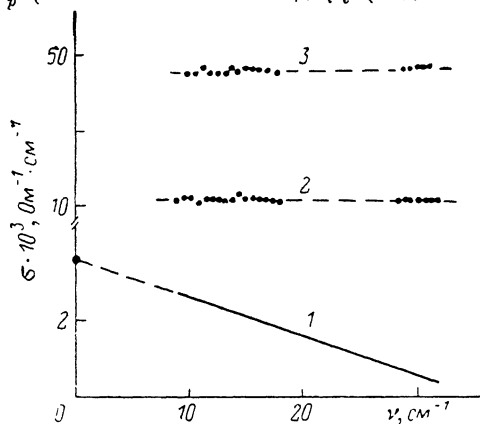


Рис. 3. Частотные зависимости диэлектрической проницаемости и проводимости германия при $T=423$ (1), 448 (2) и 473 К (3).

Сплошные линии — результаты обработки по формулам (2)–(7) модели проводимости Друде. Статистические данные взяты из [6].

где ϵ' уменьшается (рис. 1, 2), что объясняется увеличением вклада свободных носителей $\Delta\epsilon_D$. Использование соответствующих формул (2)–(7) модели Друде позволяет рассчитать параметры плазмы свободных носителей: $\gamma=28$ см⁻¹, $\nu_p=12$ см⁻¹, $n=2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_e=2800$ см²·В⁻¹·с⁻¹ (для $T=323$ К). Полученные данные находятся в хорошем согласии с результатами измерений на постоянном токе (табл. 1), а также с известными литературными данными. Отметим, что в германии на частотах $\nu > 25$ см⁻¹ поведение $\sigma_{обм}$ не вписывается в рамки друдевской модели. Мы пола-



$$\Delta\epsilon_D = -2\sigma_0 / \gamma, \quad \nu_p = \sqrt{2\sigma_0 \gamma}, \quad \mu_e = e / (2\pi m^* \gamma), \quad n = \sigma_0 / (\mu_e e), \quad (4) - (7)$$

где e — заряд электрона, m^* — его эффективная масса.

С увеличением температуры при $T > 300$ К величина σ в германии

Рис. 4. Частотные зависимости проводимости кремния при $T=296$ (1), 273 (2) и 523 К (3).

растет, а ϵ' уменьшается (рис. 1, 2), что объясняется увеличением вклада свободных носителей $\Delta\epsilon_D$. Использование соответствующих формул (2)–(7) модели Друде позволяет рассчитать параметры плазмы свободных носителей: $\gamma=28$ см⁻¹, $\nu_p=12$ см⁻¹, $n=2 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $\mu_e=2800$ см²·В⁻¹·с⁻¹ (для $T=323$ К). Полученные данные находятся в хорошем согласии с результатами измерений на постоянном токе (табл. 1), а также с известными литературными данными. Отметим, что в германии на частотах $\nu > 25$ см⁻¹ поведение $\sigma_{обм}$ не вписывается в рамки друдевской модели. Мы пола-

гаем, что этот дополнительный вклад в поглощение связан с многофононными процессами, как это имеет место в GaAs (см. ниже).

Поведение $\epsilon'(\nu, T)$, $\sigma(\nu, T)$ в кремнии при $T > 300$ К также имеет признаки механизма проводимости на свободных носителях (рис. 1, 4). Отсутствие дисперсии $\sigma(\nu)$ при $T > 300$ К свидетельствует о том, что в отличие от германия частота релаксации γ носителей в кремнии лежит выше сбмм диапазона. В связи с этим определение параметров модели Друде по сбмм спектрам $\epsilon'(\nu)$ и $\sigma(\nu)$ в данном случае затруднено.

В отличие от кремния и германия частотное и температурное поведение поглощения сбмм излучения (динамической проводимости) в арсениде галлия не может быть объяснено потерями на свободных носителях. На рис. 5 показана температурная зависимость коэффициента поглощения

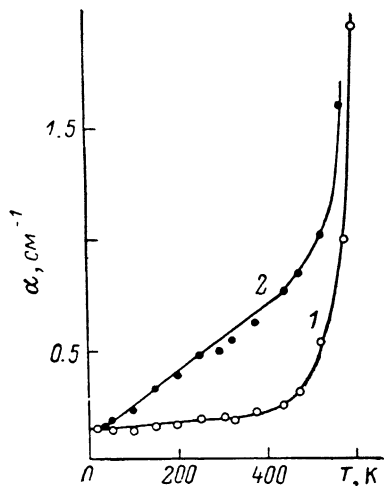


Рис. 5.

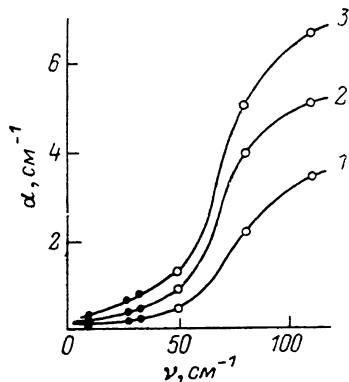


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициента поглощения арсенида галлия при $T=100$ (1), 200 (2), 423 К (3).

Темные точки — данные [11].

$\alpha = 4\pi k/\lambda$ (k — мнимая часть комплексного показателя преломления $n^* = n + ik$, λ — длина волны) для GaAs на частотах 10 (1) и 29 см^{-1} (2). Видно, что величина α растет с увеличением температуры, причём при $T < 450$ К наблюдается линейный ход $\alpha(T)$. Следует отметить конечную величину остаточного поглощения $\alpha(T \rightarrow 0) \approx 0.15 \text{ см}^{-1}$, которая может быть связана с наличием в зоне проводимости мелких примесных уровней.

Как было установлено в [11], поглощение в GaAs на частотах $\nu > 40 \text{ см}^{-1}$ определяется суммой двух- и трехфононных процессов. При этом температурный ход коэффициента поглощения дается соответственно линейной ($\alpha \sim T$) и квадратичной ($\alpha \sim T^2$) зависимостью [11]. В свете этого наблюдаемую линейную зависимость $\alpha_{\text{сбмм}}(T)$ при $T < 450$ К мы связываем с двухфононными процессами поглощения. Заметный вклад в $\alpha_{\text{сбмм}}$ от свободных носителей, термически активируемых в зону проводимости (рис. 1, 5), проявляется при $T > 450$ К.

Из анализа дисперсионных кривых $\nu(q)$ для GaAs [11] можно заключить, что в процессе двухфононного поглощения принимают участие продольный и поперечный акустические фононы. Следует отметить отсутствие вклада в $\alpha_{\text{сбмм}}$ от трехфононных процессов ($\alpha \sim T^2$), который значителен на более высоких частотах [11] и с которым можно связать перегиб в районе $\nu = 50 \text{ см}^{-1}$ на частотной зависимости коэффициента поглощения (рис. 6).

Список литературы

- [1] Левинштейн М. Е., Пожела Ю. К., Шур М. С. Эффект Ганна. М.: Сов. радио, 1975.
- [2] Карашев Т. Б., Наумкин Б. П. // Зарубежная радиоэлектроника. 1975. № 11. С. 86—107; № 12. С. 29—50.

- [3] Гончаров Ю. Г., Лебедев С. П., Мальцев В. И. // Тез. респ. конф. «Физика, технология и производство п/п приборов». Вильнюс, 1984. С. 31.
- [4] Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М.: ИЛ, 1961.
- [5] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Мальцев В. И. // Электронная техника, сер. 1. 1984. Т. 11 (371). С. 38—41.
- [6] Morin F. J., Maita J. P. // Phys. Rev. 1954. V. 96. N 1. P. 28—35.
- [7] Morin F. J., Maita J. P. // Phys. Rev. 1954. V. 94. N 6. P. 1525—1529.
- [8] Milsum C. // Progress in semiconductors. 1965. V. 9. P. 135—178.
- [9] Moss T. S. Protoconductivity in the Elements. London, 1952.
- [10] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М.: ГИФМЛ, 1961.
- [11] Stolen R. H. // Phys. Rev. 1975. V. 11. P. 767—770.

Институт общей физики АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
2 февраля 1989 г.