

ЭЛЕМЕНТЫ КОМПЬЮТЕРНОЙ ОПТИКИ

М. Ю. Глотова, Р. И. Екжанов, И. Н. Сисакян, А. Б. Шварцбург, А. В. Шенелев

НЕЛИНЕЙНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ОТ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В ДАЛЬНЕМ ИК И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МОДУЛЯЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из первых проблем нелинейной оптики являлся вопрос о генерации гармоник при отражении [1, 2]. К настоящему времени имеется большое количество работ, посвященных генерации гармоник при отражении от различных веществ [3–7]. В настоящей статье проанализировано нелинейное отражение от поверхности полупроводника излучения с длиной волны порядка 300 мкм–5 мм. Установлены основные особенности генерации гармоник, в частности имеющее место вблизи плазменного резонанса немонокотное увеличение их интенсивности от интенсивности падающего излучения.

2. ФИЗИКА ПРОЦЕССА

В полупроводнике в дальнем ИК диапазоне основной вклад в диэлектрическую проницаемость дает газ свободных носителей [8, 9]:

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2;$$

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_{\text{пл}}^2 \tau^2}{\omega^2 \tau^2 + 1} \right); \quad \epsilon_2 = \epsilon_0 \frac{\omega_{\text{пл}}^2 \tau}{\omega(\omega^2 \tau^2 + 1)}, \quad (1)$$

где ϵ_0 – статическая диэлектрическая проницаемость, $\omega_{\text{пл}} = \left(\frac{4\pi ne^2}{m^*} \right)^{1/2}$.

Время релаксации τ определяется механизмом рассеяния электронного газа. Будем считать, что имеется достаточная концентрация примесей и небольшие температуры. В этом случае можно ограничиться учетом рассеяния на ионизованных примесях [10]:

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{T}{T_e} \right)^{3/2}, \quad (2)$$

где τ_0 – время релаксации в условиях термодинамического равновесия, T – температура кристалла, T_e – эффективная температура электронов.

При приложении внешнего электрического поля термодинамическое равновесие носителей нарушается, их средняя энергия оказывается больше, чем в равновесном состоянии, а распределение по энергии характеризуется эффективной электронной температурой [11]

$$\frac{T_e}{T} = \frac{1}{2} \left[1 + \left[1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{c_s} \right)^2 \right]^{1/2} \right], \quad (3)$$

где μ_0 — подвижность при малых полях, c_s — скорость звука, E — электрическое поле. При малых электрических полях, когда выполняется условие $\mu_0 E < c_s$,

$$\text{получим } \frac{T_e}{T} \approx 1 + \frac{3\pi}{32} \left(\frac{\mu_0 E}{c_s} \right)^2. \quad (4)$$

Кроме того, поле, падающее на полупроводник, должно меняться медленно по сравнению с процессами релаксации, иначе понятие электронной температуры теряет смысл

$$\omega \tau \ll 1, \quad (5)$$

где ω — частота падающей электромагнитной волны.

Итак, учет разогрева газа носителей приводит к тому, что диэлектрическая проницаемость зависит от напряженности падающей электромагнитной волны

$$\epsilon = \epsilon(E) = \epsilon(0) + \epsilon'(0)E + \frac{\epsilon''(0)}{2}E^2 + \dots,$$

где $\epsilon'(0)$, $\epsilon''(0)/2, \dots$ — имеют смысл нелинейных восприимчивостей, описывающих нелинейнооптические процессы, в том числе и генерацию гармоник на кратных частотах.

3. ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассмотрим теперь генерацию гармоник при отражении от полупроводника в дальнем ИК диапазоне. В случае нормального падения, коэффициент отражения электромагнитной волны равен

$$R^2 = \frac{(n-1)^2 + \kappa^2}{(n+1)^2 + \kappa^2}, \quad (6)$$

где n и κ — безразмерные вещественные величины, связанные с диэлектрической проницаемостью ϵ :

$$\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = (n + i\kappa)^2. \quad (7)$$

Откуда:

$$n = \left[\frac{1}{2} (\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}) \right]^{1/2}, \quad \kappa = \left[\frac{1}{2} (-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}) \right]^{1/2}. \quad (8)$$

С учетом конкретного вида ϵ (1) и в случае плазменного резонанса ($\omega \cong \omega_{пл}$) коэффициент отражения принимает вид:

$$R(E) = \left[\frac{(n(E)-1)^2 + \kappa^2(E)}{(n(E)+1)^2 + \kappa^2(E)} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

здесь

$$n(E) = \left[\frac{\epsilon_0}{2} \frac{1 + \sqrt{(\omega\tau(E))^2 + 1}}{(\omega\tau(E))^2 + 1} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

$$\kappa(E) = \left[\frac{\epsilon_0}{2} \frac{-1 + \sqrt{(\omega\tau(E))^2 + 1}}{(\omega\tau(E))^2 + 1} \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Учитывая (2), (3), получаем зависимость $\tau(E)$ для рассеяния на ионизованных примесях

$$\tau(E) = \tau_0 \left[\frac{1}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{3\pi}{8} \left(\frac{\mu_0 E}{c_s} \right)^2 \right]^{1/2} \right\} \right]^{3/2}. \quad (12)$$

Получим более простую форму общего выражения (9) для коэффициента отражения. Падающую волну представим в виде

$$E = E_0 \sin \omega t. \quad (13)$$

Из приближений (4), (5) следует

$$E_{отр} = ER(E) = R_1 E + R_3 E^3, \quad (14)$$

где

$$R_1 = \frac{1}{(\sqrt{\epsilon_0+1})^2} \left(\epsilon_0 - 1 + \frac{2\sqrt{\epsilon_0-\epsilon_0}\sqrt{\epsilon_0}}{2(\epsilon_0-1)} \omega^2 \tau_0^2 \right),$$

$$R_2 = \frac{1}{(\sqrt{\epsilon_0+1})^2} \frac{2\sqrt{\epsilon_0-\epsilon_0}\sqrt{\epsilon_0}}{2(\epsilon_0-1)} \omega^2 \tau_0^2 \frac{9\pi}{32} \left(\frac{\mu_0}{c_s} \right)^2, \quad (15)$$

что соответствует случаю слабого поглощения и откуда следует, что $R_3 \sim \tau_0^4$. Так как время релаксации обычно увеличивается при уменьшении концентрации носителей, величина R_3 сильно возрастает для высокочистых полупроводников. Простая форма выражения (14) позволяет интерпретировать процесс как отражение основной частоты и генерацию третьей гармоники с коэффициентом R_3 , аналогичным нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$.

$$E_{отр} = \left\{ E_0 R_1 + \frac{3}{4} E_0^3 R_3 \right\} \sin \omega t + \left\{ -\frac{1}{4} E_0^3 R_3 \right\} \sin 3 \omega t.$$

Оценим порядок этой нелинейности при следующих основных параметрах, характерных для обычного полупроводника: $\epsilon_0 = 11$, $\omega_{пл} = 10^{12}$ Гц, $\tau_0 = 10^{-13}$ с, $\mu_0 = 5000$ см² В⁻¹ с⁻¹, $c_s = 3000$ см/с. При подстановке этих численных данных в (15) получим

$$R_1 \cong 0,6; \quad R_3 \cong -3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ В}^{-2}.$$

При напряженности поля $E_0 = 0,1$ В/см поправка $R_3 E_0^3 / R_1 E_0$ составляет 0,01–0,03%.

Наряду с расчетом, проведенном выше для случая нормального падения ($\alpha = 0$), рассмотрим более общий случай $\alpha \neq 0$. Выражение для коэффициента отражения дается общими формулами Френеля, учитывающими диссипацию (13):

$$R^2 = R_{\parallel}^2 \cos^2 \varphi + R_{\perp}^2 \sin^2 \varphi, \quad (16)$$

где φ – угол между плоскостью падения поля и вектором \vec{E} .

$$R_{\perp}^2 = \frac{(a - \cos \alpha)^2 + b^2}{(a + \cos \alpha)^2 + b^2},$$

$$R_{\parallel}^2 = R_{\perp}^2 \frac{(a - \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha)^2 + b^2}{(a + \sin \alpha \operatorname{tg} \alpha)^2 + b^2},$$

$$a^2 = \frac{1}{2} \left\{ (n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \alpha) + [(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 \kappa^2]^{1/2} \right\},$$

$$b^2 = \frac{1}{2} \left\{ -(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \alpha) + [(n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \alpha)^2 + 4n^2 \kappa^2]^{1/2} \right\},$$

n, κ – дается формулами (10), (11).

Аналитические расчеты с использованием довольно громоздкого выражения для коэффициента отражения трудны. Поэтому вычисления амплитуд гармоник производятся для случая с конкретными параметрами, соответствующими типичному полупроводнику ($\epsilon_0 = 3,8$; $\alpha = 75^\circ$; $\varphi = 90^\circ$; $\omega_{пл}/\omega = 0,99$), что также соответствует случаю плазменного резонанса ($\omega/\omega_{пл} \sim 1$). В дальнейших расчетах используется численный вид коэффициента отражения, график которого в зависимости от $(\omega\tau)^{-1}$ приведен на рис. 1. Для удобства вычислений перейдем с помощью (12) от $R(\omega\tau)$ к $R(E)$, считая $\mu_0 = 5000$ см² В⁻¹ с⁻¹, $c_s = 3000$ см с⁻¹.

Для вычисления амплитуд гармоник использовались общие формулы Фурье-анализа, куда подставлялись численные значения $R(E)$. Предваряя обсуждение результатов, следует заметить, что наблюдается генерация нечетных гармоник без сдвига по фазе на $\pi/2$. На рис. 2–4 приведены графики зависимостей относительных интенсивностей излучения основной частоты и гармоник от амплитуды падающего поля, где $I_k = B_k^2$, $I_0 = E_0^2$, $k = 1, 2, 3, \dots$ – номер гармоники, $B_k = \frac{\omega}{\pi} \int_{-\pi/\omega}^{\pi/\omega} E R(E) \sin k\omega t dt$.

Относительные интенсивности можно интерпретировать как коэффициенты отражения гармоник, нелинейно зависящие от амплитуды падающего поля.

На рис. 2 изображена зависимость относительной интенсивности основной частоты I_1/I_0 от E_0 для разных начальных времен релаксации τ_0 . При малых амплитудах I_1/I_0 меняется слабо, наблюдается минимум, с увеличением амплитуды падающего поля интенсивность растет сходным образом для разных значений τ_0 .

На графике зависимости относительной интенсивности третьей гармоники, приведенном на рис. 3, наблюдается минимум. В этом случае в определенном диапазоне изменения амплитуды падающего поля сильные изменения поля не приводят к сильным изменениям коэффициента отражения, что соответствует минимуму на зависимости коэффициента отражения от $(\omega\tau)^{-1}$ (рис. 1) и говорит об "антирезонансном" характере зависимости интенсивности третьей гармоники.

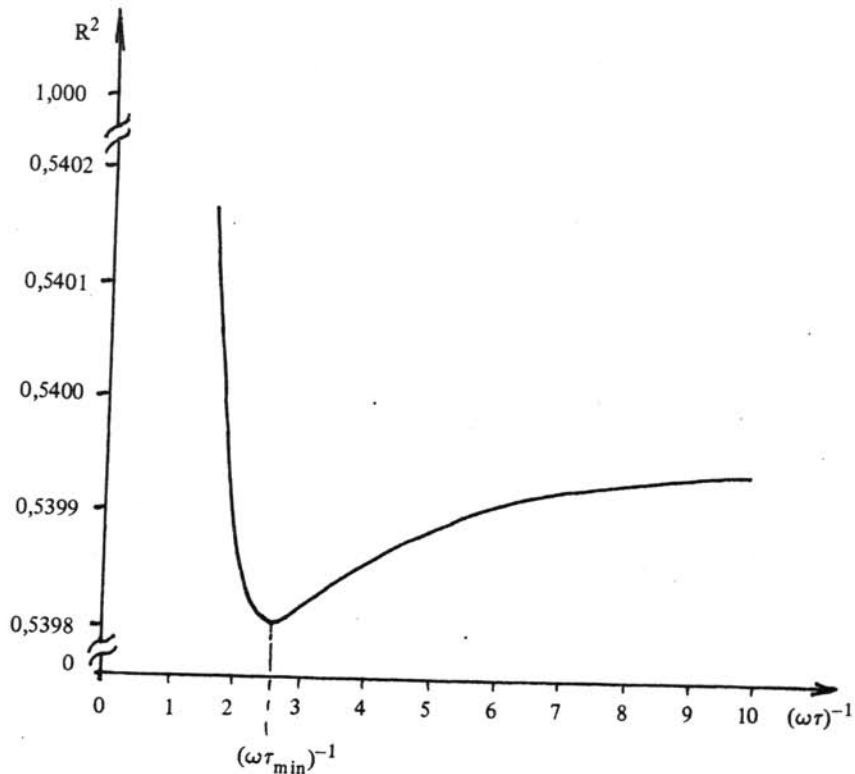


Рис. 1. График коэффициента отражения $R^2 ((\omega\tau)^{-1})$:
 $\epsilon_0 = 3,8$; $\alpha = 75^\circ$; $\varphi = 90^\circ$; $\omega_{пл}/\omega = 0,99$

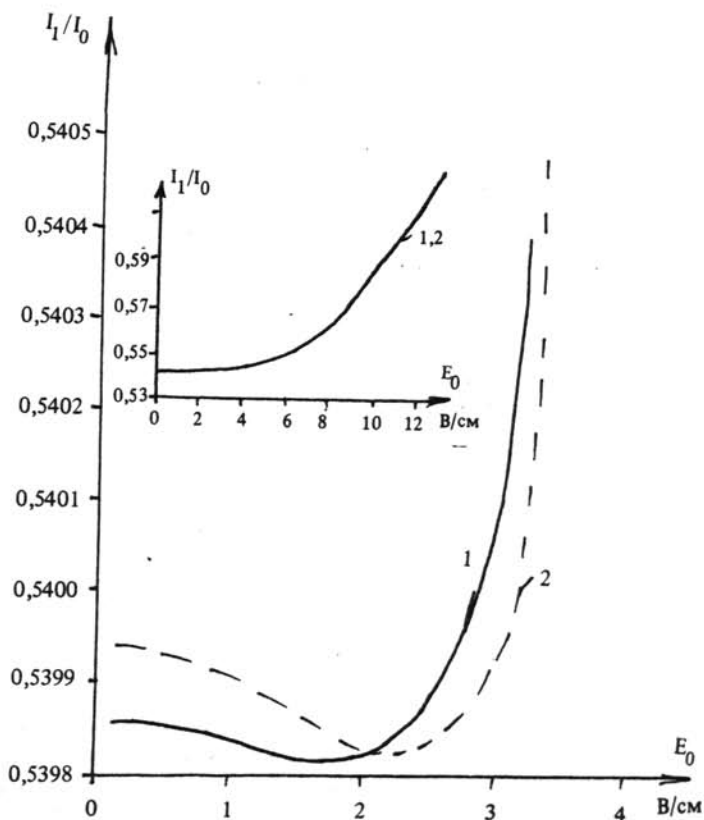


Рис. 2. График зависимости относительной интенсивности излучения основной частоты от амплитуды падающего поля:

$$\tau_{02} < \tau_{01} < \tau_{\min}$$

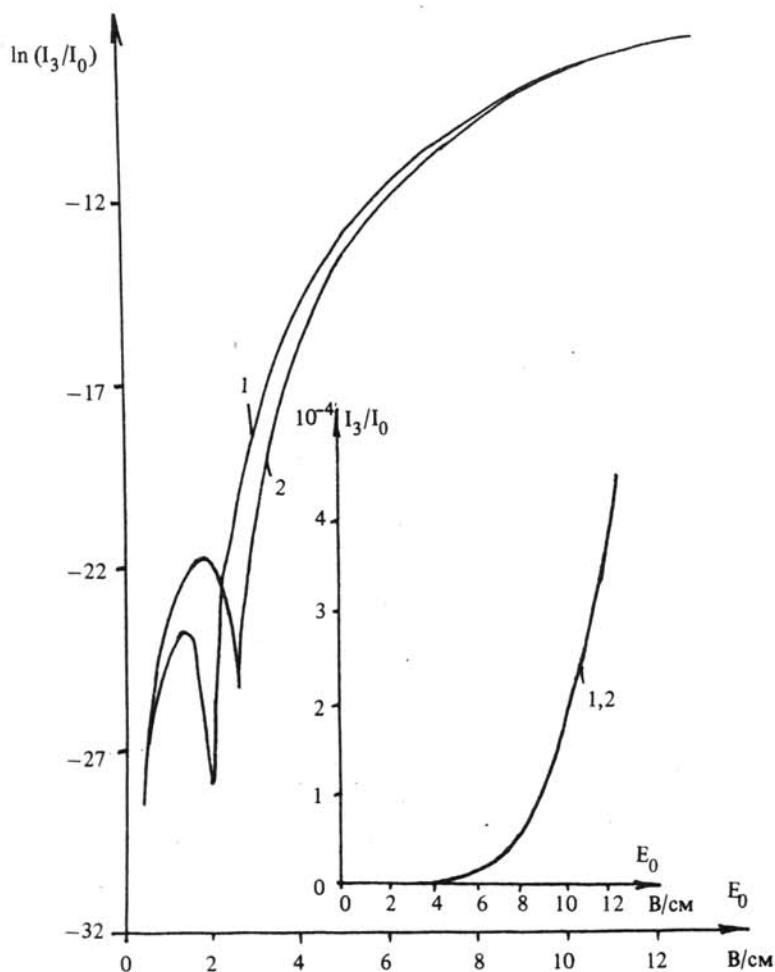


Рис. 3. График зависимости относительной интенсивности третьей гармоники от амплитуды падающего поля:

$$\tau_{02} < \tau_{01} < \tau_{\min}$$

В связи с сильной нелинейностью коэффициента отражения в зависимости от поля при точных расчетах, в отличие от асимптотического случая, рассмотренного выше, появляются пятая и более высокие нечетные гармоники. На рис. 4, где изображена относительная интенсивность пятой гармоники в зависимости от амплитуды падающего поля, наблюдается немонотонность в ее развитии, что также связано с минимумом зависимости коэффициента отражения от интенсивности.

Следует отметить, что наблюдается хорошее согласие асимптотической оценки и точных расчетов: преобладающий рост третьей гармоники.

Развитая выше теория генерации гармоник при отражении от поверхности полупроводников учитывает механизм разогрева носителей тока под действием поля волны. Именно этот механизм при приложении медленно меняющегося внешнего поля приводит к заметной модуляции излучения [14], [15]. Особенности модуляции излучения, исследованные в указанных работах, находятся в хорошем согласии с теоретическими расчетами, базирующимися на тех же положениях, что и расчеты, лежащие в основе определения эффективности генерации гармоник. Это обстоятельство является важным косвенным подтверждением полученных в данной работе результатов, в том числе такой интересной особенности, как "антирезонансная" зависимость интенсивности гармоник от интенсивности падающего излучения.

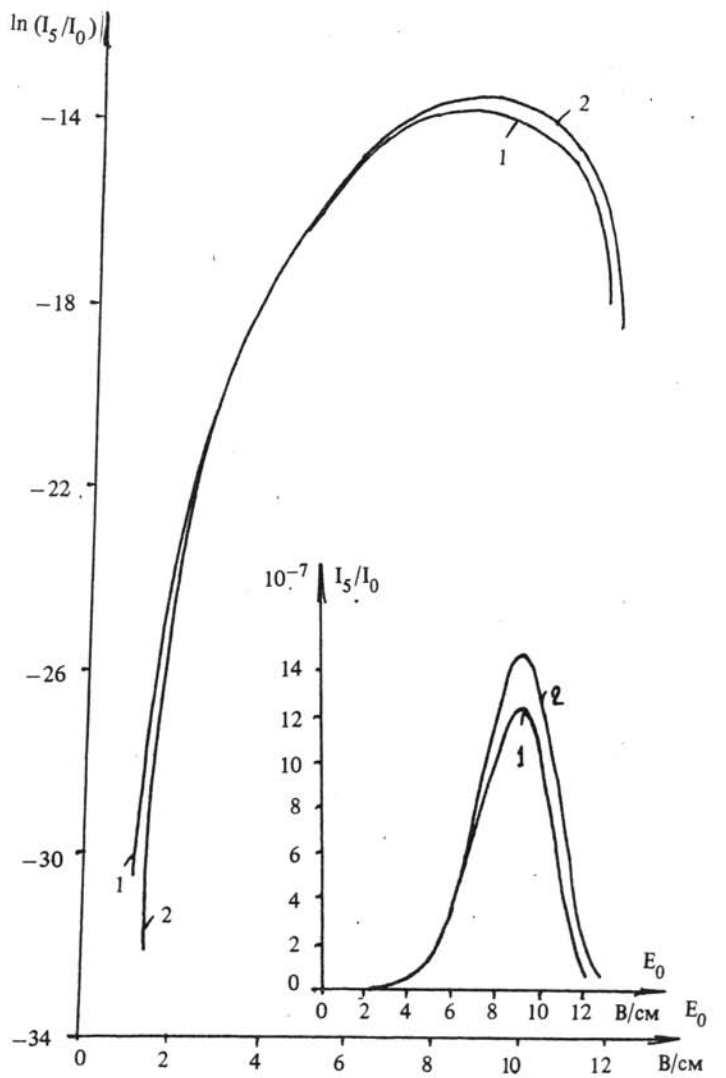


Рис. 4. График зависимости относительной интенсивности пятой гармоники от амплитуды падающего поля:

$$\tau_{02} < \tau_{01} < \tau_{\min}$$

Л и т е р а т у р а

1. Bloembergen N.//Phys. Rev., 1962, v. 128, N 2, p. 606–624.
2. Ахманов С. А., Хохлов Р. В. Проблемы нелинейной оптики. М.: ВИНТИ АН СССР, 1964.
3. Вей Р. Р., Гинлиони Дж. Ф., Рабин Х.//Phys. Lett., 1968, v. 28 A, N. 2, p. 89–90.
4. Bloembergen N., Burns W. K., Matsuoka M.//Opt. Commun., 1969, v. 1, N. 4, p. 195–198.
5. Ахмедиев Н. Н.//ЖТФ, 1975, т. 45, № 4, с. 2109–2115.
6. Bower J. R.//Phys. Rev. B. Solid State, 1976, v. 14, N 6, p. 2427–2432.
7. Mayer A., Keilmann F.//Phys. Rev. B, 1986, v. 33, N 10, p. 6954–6968.
8. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977.
9. Зеегер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977, с. 445.
10. Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М.: Наука, 1985, с. 95.
11. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. I. М.: Мир, 1984, с. 51.

12. *Борн Н., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973, с. 575.
13. *Кизель В. А.* Отражение света. М.: Наука, 1973, с. 47.
14. *Антонюк А. Д., Дьяченко А. Г., Екжанов Р. И., Карлов Н. В., Сисакян И. Н., Ско-
рик В. А., Шварцбург А. Б., Шепелев А. В.*//ДАН, 1989, т. 307, № 1, с. 92–96.
15. *Андрюшин Е. А., Екжанов Р. И., Сисакян И. Н., Шварцбург А. Б., Шепелев А. В.*//Ком-
пьютерная оптика: Сб./МЦНТИ, М., 1989, № 6, с. 51–54.

* * *