

Министерство высшего и среднего специального образования
РСФСР

Ордена Трудового Красного Знамени
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ
при Горьковском Государственном Университете

Препринт № 1



НИРФИ

А.М.Белянцев, В.Н.Генкин, В.А.Козлов,
В.И.Пискарёв

О ВКЛАДЕ НЕПАРАБОЛИЧНОСТИ ЗОНЫ
В НЕЛИНЕЙНУЮ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ
In Sb n-ТИПА В мм ДИАПАЗОНЕ

г.Горький
1970 г.

Хорошо известно, что большинство нелинейных электромагнитных эффектов, связанных со свободными носителями в однородных полупроводниках, обусловлено разогревом носителей (изменение частоты соударений), "пробоем" (изменение концентрации электронов n и дырок p) и особенностями динамики носителей в зонах или зависимостью их эффективной массы m^* от поля. Однако, решение вопроса о доминирующей роли того или иного механизма в процессах нелинейного преобразования электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазона далеко не очевидно¹⁾, даже для такого хорошо исследованного полупроводника, каким является In Sb n -типа. Экспериментально зависимость частоты соударений ν и плазменной частоты $\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n}{\epsilon_0 m^*}$ однородных полупроводников от мощности падающего электромагнитного излуче-

1) Чаще всего нелинейные эффекты в свч диапазоне связывают с разогревом, хотя вклад непараболичности может быть существенен.

ния в миллиметровом диапазоне длин волн относительно легко может быть получена при исследовании эффектов самовоздействия. Так, например, по изменению коэффициентов отражения R и прохождения T мощности электромагнитной волны частоты ω через полупроводниковую пластинку можно найти закон изменения действительной k' и мнимой k'' части постоянной распространения, а следовательно и зависимости ν и ω_p от падающей мощности для случая тонкой пластинки $(d \ll \frac{1}{k''})$.

Измерения проводились с образцом In Sb n -типа с концентрацией $n_0 = 8,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и частотой столкновений $\nu_0 = 1,65 \cdot 10^{11} \text{ сек}^{-1}$ при температуре 77°K . Пластинка полупроводника толщиной $d = 0,07 \text{ мм}$ помещалась в охлаждаемый жидким азотом прямоугольный волновод, рассчитанный на основную моду. Полученные значения R и T для частоты $\omega = 4,37 \cdot 10^{11}$ в зависимости от падающей мощности P приведены на рис. I. Здесь же приведены k' и k'' , рассчитанные с помощью ЭВМ по измеренным R и T , а также квадрат напряженности среднего по объему электрического поля E^2 внутри полупроводника. Частота соу-

дарений ν и плазменная частота ω_p определялись через k' и k'' по соотношениям, характерным для однородной плазмы (однородного полупроводника), поэтому ν и ω_p , приведенные на рис.2, вообще говоря, следует рассматривать как некоторые средние параметры полупроводника в присутствии высокочастотного поля E . Пунктирная кривая на рис.2 соответствует относительно изменению эффективной массы

$$\frac{\Delta m^*}{m_0^*} = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_p^2} - 1,$$

вычисленной в одноэлектронном приближении. В области полей $E < 300$ в/см частота соударений ν и $1/\omega_p^2$ линейно зависят от E^2 . Уменьшение плазменной частоты с увеличением поля связано с ростом усредненной по скоростям эффективной массы. Локальное относительное изменение средней эффективной массы $\Delta m^* / m_0^*$ на линейном по квадрату поля участке равно примерно 0,3, в то время как $(\Delta \nu / \nu_0) \approx 1$. Резкое увеличение плазменной частоты при полях $E^2 > 10^5$ В²/см² связано с быстрым ростом концентрации свободных носителей из-за пробоя. Температура электронов в области пробоя ($E \sim 400$ в/см) может быть оценена по изме-

нению концентрации электронов [1] и соответствует примерно 150°К. Температура решетки в течение импульса (длительностью 50 н.сек) практически остается постоянной. Отметим, что при изменении температуры от 77°К до 150°К в отсутствии с.в.ч. поля относительное изменение средней массы электронов $\sim 0,007$ [2], поэтому изменение массы на рис.2 следует в основном связывать с осцилляторным движением электрона в поле.

Кроме излучения частоты ω , прошедший через пластинку сигнал содержал излучение на частоте 3ω мощностью 30 мвт при поглощенной мощности излучения на частоте ω порядка 30 ватт ($P \approx 130$ ватт). Для выяснения механизма утроения (разогрев носителей или непараболичность зоны) можно, в принципе, воспользоваться температурной зависимостью эффекта. Однако, определенную информацию по этому вопросу можно получить, если учесть различие вкладов этих механизмов в самовоздействие и утроение. Легко показать, что в случае разогрева отношение стороннего тока на частоте 3ω и тока на частоте сигнала равно

$$\frac{i_{3\omega}}{i_{\omega}} = \frac{1}{2} \frac{\nu_3}{\sqrt{4\omega^2 + \nu_3^2}} \cdot \frac{\nu}{\sqrt{9\omega^2 + \nu^2}} \cdot \frac{\Delta\nu}{\nu_0}, \quad (I)$$

где ν_3^{-1} - время релаксации энергии, тогда как для непараболичности это отношение есть

$$\frac{\partial \nu \omega}{\partial \omega} = \frac{1}{3} \cdot \frac{\Delta m^*}{m_0^*} \quad (2)$$

При температуре решетки $T_0 = 77^\circ\text{K}$ и температуре электронного газа $T_e \sim 150^\circ\text{K}$ оценки дают $\nu_3^{-1} \sim 10^{-11}$ сек, если эта величина определяется взаимодействием электронов и оптических фононов [3]. Из соотношений (1) и (2) при учете экспериментально полученных значений $\Delta\nu/\nu_0$ и $\Delta m^*/m_0^*$ следует, что излучение на третьей гармонике в условиях описанного эксперимента обусловлено в основном непараболичностью зоны. Очевидно, этот механизм остается доминирующим в утроении и в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. P.Weissglas and K.Blötekjaer, Phys.Stat.Sol.,28,
711 (1968).
2. M.Glicksman and W.A.Hicinbotham, Phys.Rev.,129,1572
(1963).
3. M.A.Kinch, Brit.J.Appl.Phys.,17,1257(1966);
C.Dattatreyan and H.Hartnagel, Phys.Stat.Sol.,32,
K45 (1969).

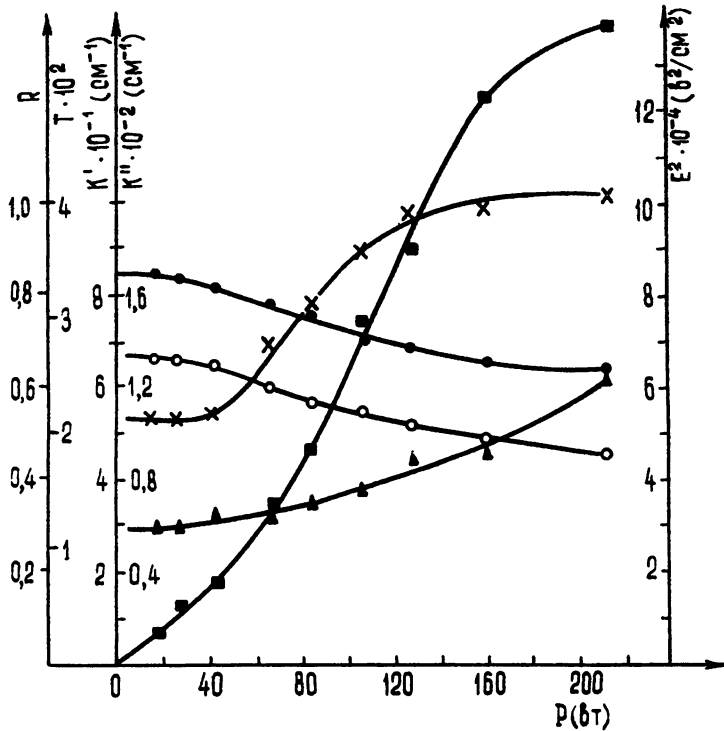


Рис. 1 Зависимости R (●●●), T (х х х), K' (▲▲▲), K'' (○ ○ ○) и E^2 (■ ■ ■) от мощности, падающей на полупроводниковую пластинку.

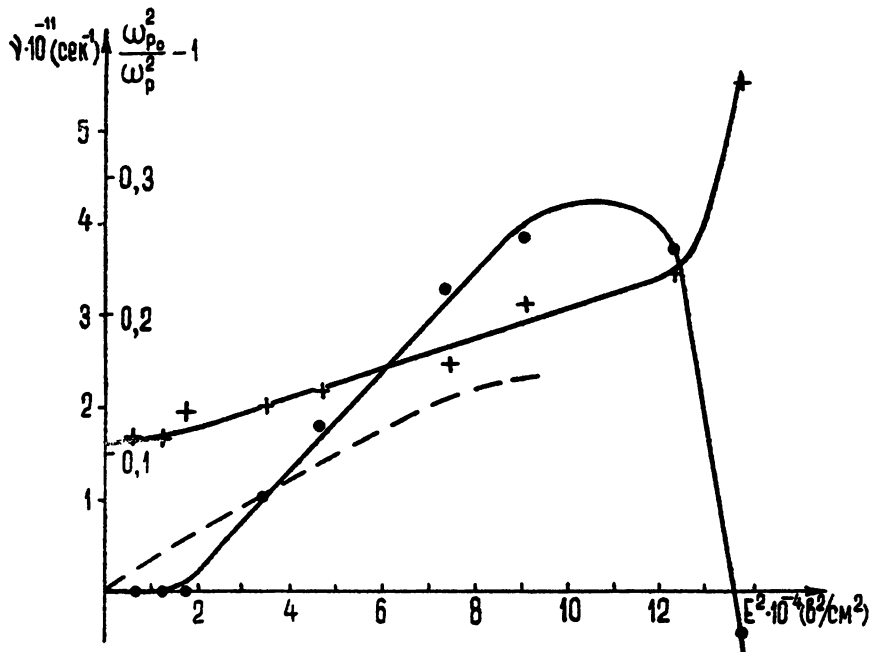


Рис. 2. Зависимости γ (+ + +) и $\frac{\omega_{p0}^2}{\omega_p^2} - 1$ (o o o) от квадрата напряженности среднего поля в полупроводнике