

И.Д. Багбая

АДАПТИВНЫЕ СИСТЕМЫ В КОРОТКОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

В статье на примере полупроводника n-типа, в частности, InSb и Ge показано, что когда частота падающей волны ω , лэнгмюровская частота носителей Ω_e и частота столкновений ν -величины одинакового порядка, имеет место существенное возмущение ϵ . Ее действительная и мнимая части ($R = Re\epsilon$ и $I = Im\epsilon$) становятся одинакового порядка, что приводит соответственно к возмущению амплитуды $|R|$ и фазы φ отраженных волн. Таким образом, в статье показывается, что имеет место контролируемая тепловая перестройка амплитуды и фазы отраженного волнового пучка при нагреве носителей.

Влияние электронной температуры носителей на амплитуду $|R|$ и фазу φ комплексного коэффициента отражения $R \cdot e^{-i\varphi}$ удобно представить, разделяя в известных формулах Френеля действительную и мнимую части [1]. Результат такого преобразования для S- и p-поляризованных волн, падающих под углом α , имеет вид:

$$|R_S|^2 = \frac{\cos^2 \alpha + a^2 - 2a \cdot \cos \alpha \cdot \cos \theta}{\cos^2 \alpha + a^2 + 2a \cdot \cos \alpha \cdot \cos \theta}; \quad (1)$$

$$|R_P|^2 = \frac{\cos^2 \alpha (a^4 + \sin^4 \alpha) + 2a^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos 2\theta + a^2 - 2a \cos \alpha \cdot \cos \theta (a^2 + \sin^2 \alpha)}{\cos^2 \alpha (a^4 + \sin^4 \alpha) + 2a^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos 2\theta + a^2 + 2a \cos \alpha \cos \theta (a^2 + \sin^2 \alpha)}; \quad (2)$$

$$\cos \varphi_S = \frac{\cos^2 \alpha - a^2}{\sqrt{(\cos^2 \alpha - a^2)^2 + 4a^2 \cos^2 \alpha \cdot \cos^2 \theta}}; \quad (3)$$

$$\cos \varphi_P = \frac{\cos^2 \alpha (a^4 + \sin^4 \alpha) + 2a^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos 2\theta - a^2}{\sqrt{[\cos^2 \alpha (a^4 + \sin^4 \alpha) + 2a^2 \sin^2 \alpha \cdot \cos^2 \alpha \cdot \cos 2\theta - a^2]^2 + 4a^2 \cos^2 \alpha \sin^2 \theta (a^2 \cdot \sin^2 \alpha)^2}}; \quad (4)$$

$$a^2 = \sqrt{[\epsilon_L (1 - \frac{V}{1+S^2}) - \sin^2 \alpha]^2 + [\frac{\epsilon_L \cdot V \cdot S}{1+S^2}]^2}; \quad (5)$$

$$\cos 2\theta = [\epsilon_L (1 - \frac{V}{1+S^2}) - \sin^2 \alpha] \cdot a^2; \quad (6)$$

$$V = \frac{4\pi e^2 Ne}{m^x \omega^2}; \quad S = \frac{S_0}{f^{3/2}} (q+Pf); \quad S_0 = \frac{v_0}{\omega}; \quad S = \frac{v_e}{\omega}; \quad (7)$$

$$v_0 = v_{i0} + v_{p0}; \quad q = \frac{v_{i0}}{v_0}; \quad p = \frac{v_{p0}}{v_0}, \quad (8)$$

где температурная зависимость представлена через частоты столкновений в безразмерной форме:

$$S/Ge = s_0 \sqrt{f}; \quad S/InSb = \frac{s_0}{f \sqrt{f}}. \quad (9)$$

В формулах (1)-(4) интенсивности и фазы отраженных сигналов для S- и P-поляризованных волн представлены через дополнительные коэффициенты (5)-(9) и через частоту столкновения s , зависящую от температуры нагрева носителей $f = T_e \cdot T_{e0}^{-1}$.

Исходя из (1)-(4) и (5)-(8), мы поточечно рассчитаем на ЭВМ зависимость интенсивности и фазы отраженных S- и P-поляризованных волн от температуры нагрева носителей f , а также от угла падения α (рис. 1) волны на поверхность вышеназванных полупроводников. Полученные графики на рисунках 2, 3а, б и 4 наглядно демонстрируют возможность контролируемого управления интенсивностью и фазой отраженных сигналов.

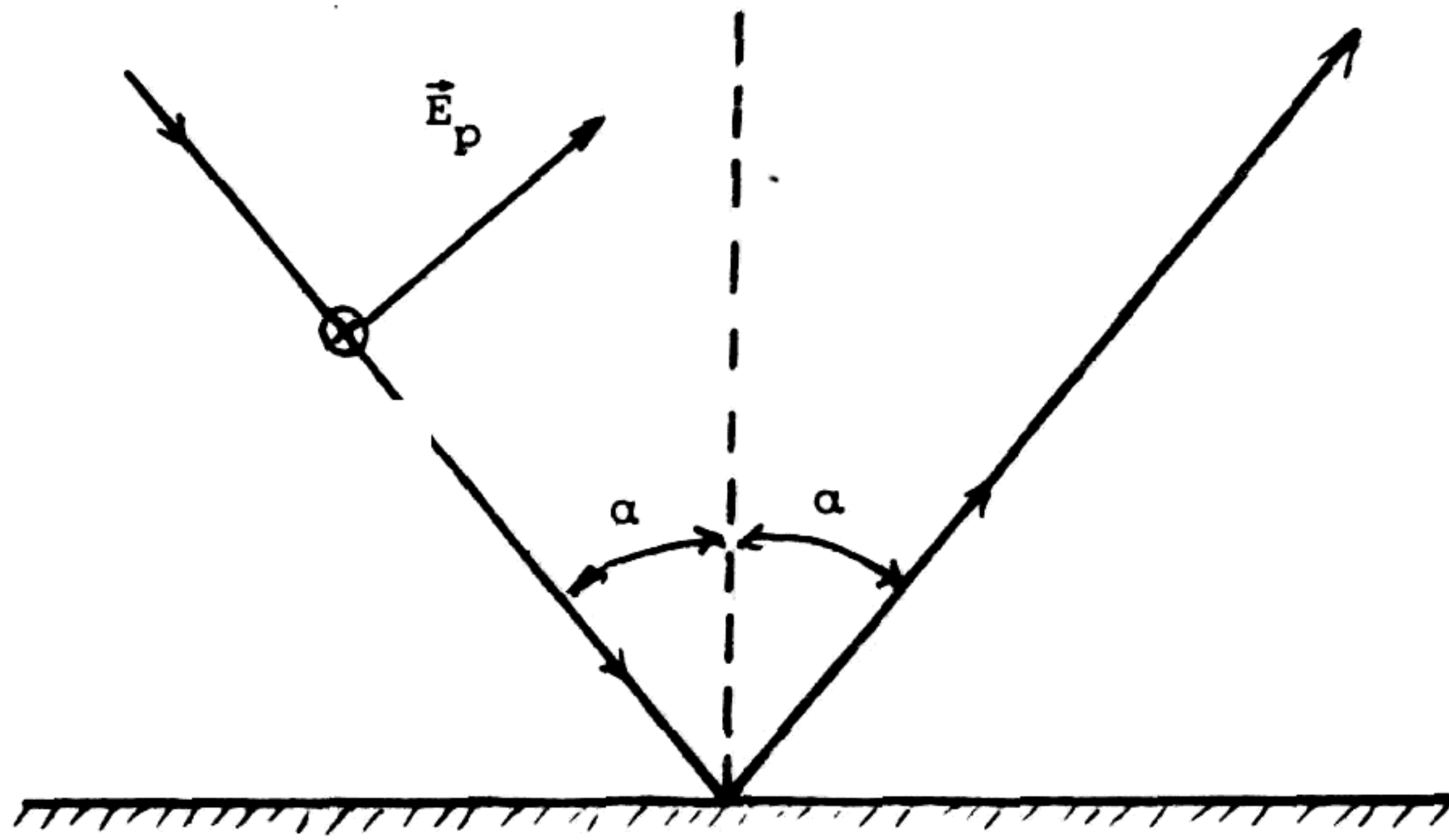


Рис. 1. Геометрия отражения S- и P-поляризации от полупроводниковой пластины; α - угол падения

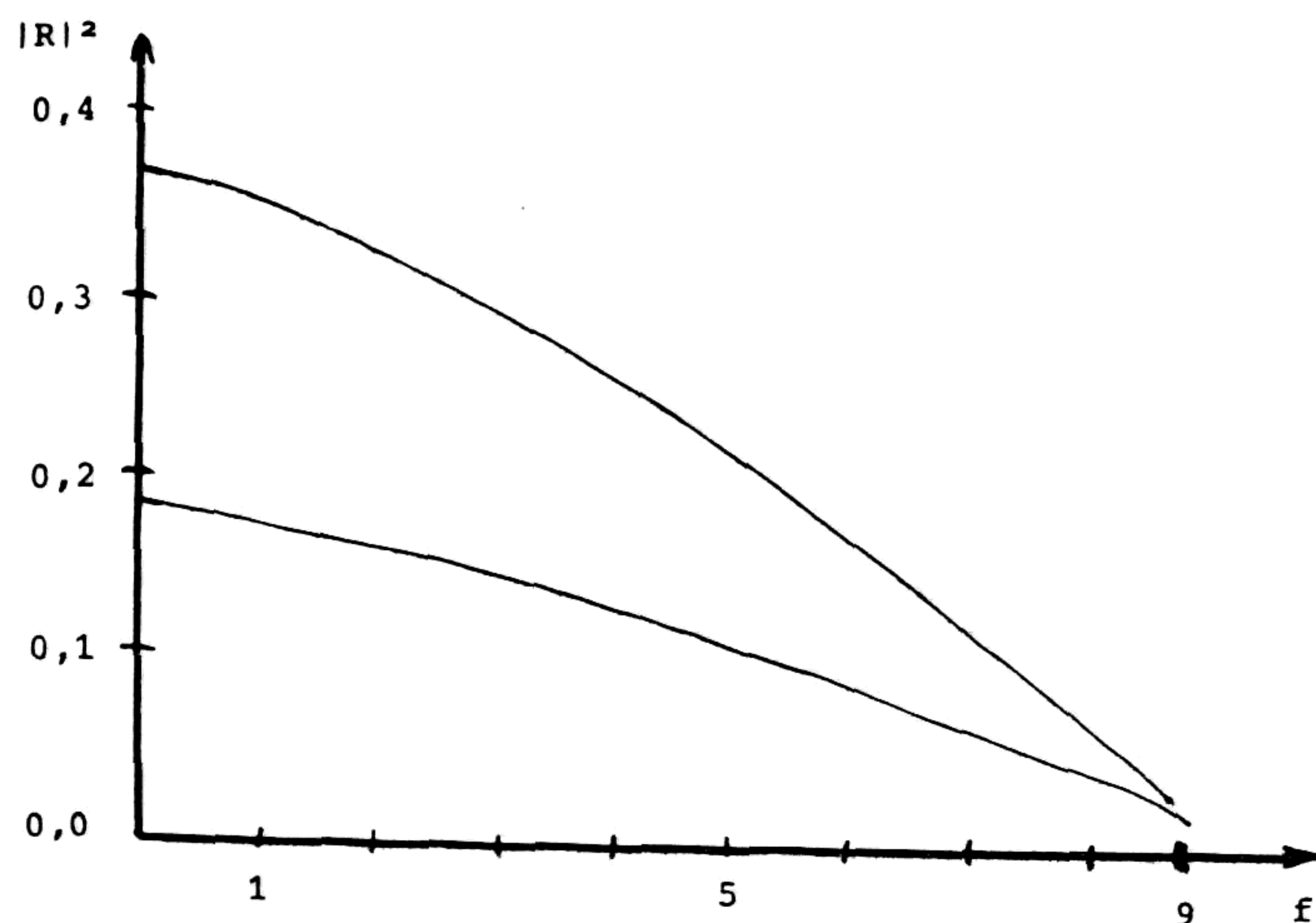


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения волн по интенсивности $|R|^2$ от температуры носителей f при падении излучения $\lambda = 200$ мк под углом $\alpha = 45^\circ$ на поверхность n-InSb; $T_{e0} = 78^\circ K$; кривые 1 и 2 относятся к S- и P-поляризации соответственно

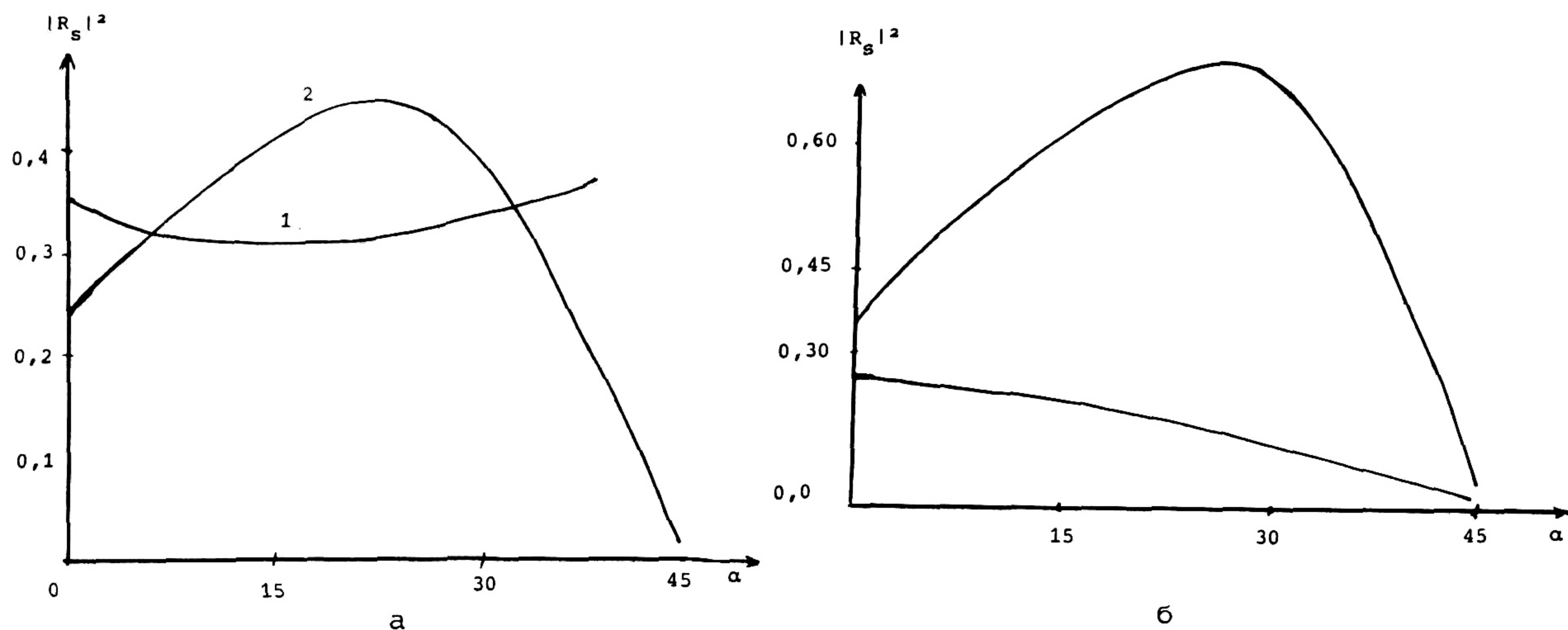


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения по интенсивности излучения $\lambda = 200$ мк от угла падения на поверхность n-InSb $T_{e0} = 78^\circ\text{K}$; кривые 1 и 2 соответствуют температуре носителей $f = 1$ и $f = 9$:

а) S-поляризация; б) P-поляризация

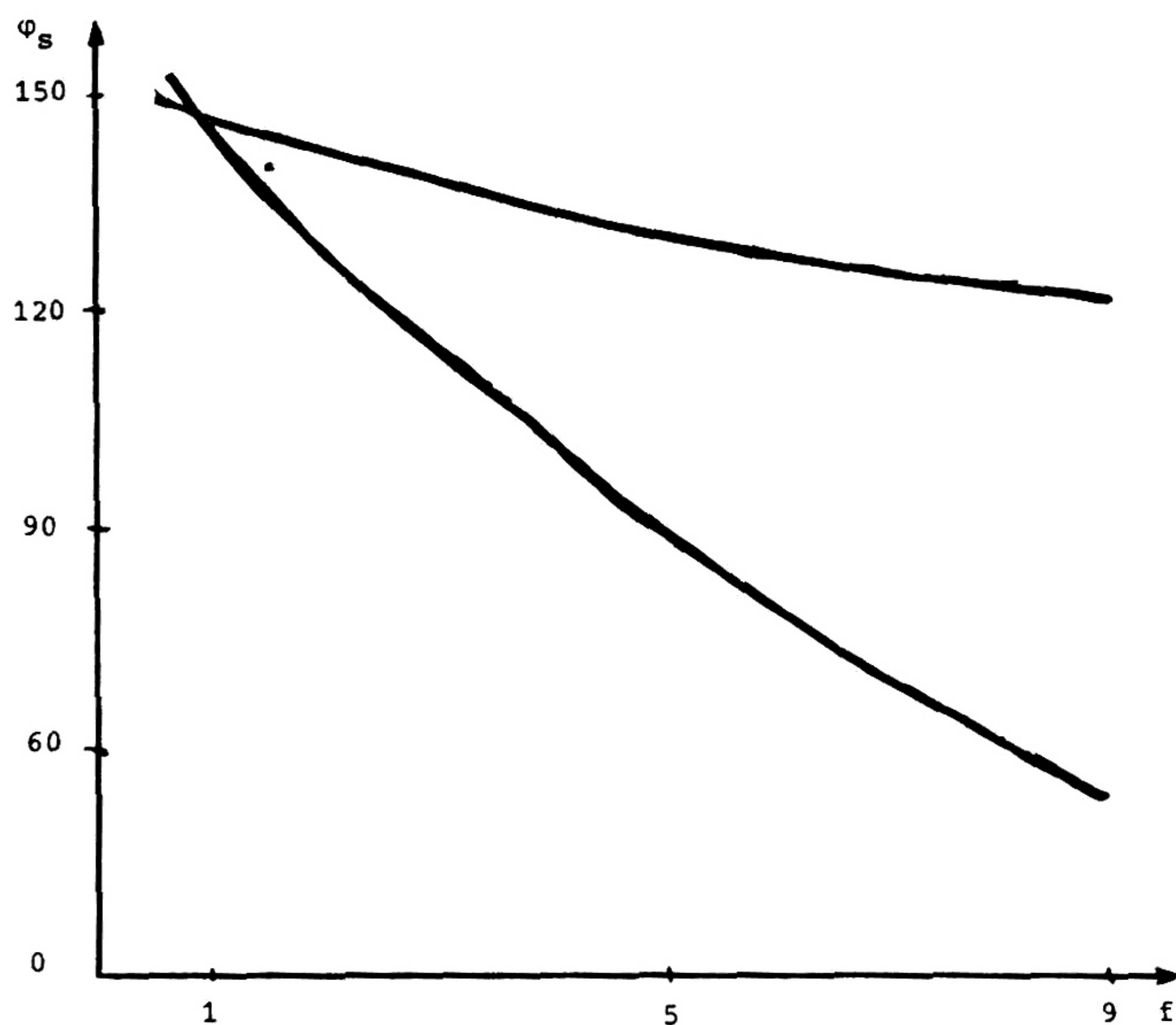


Рис. 4. Температурная зависимость фазы отраженной S-поляризации (f - температура носителей) при падении излучения $\lambda = 200$ мк, $T_{e0} = 78^\circ\text{K}$; кривые 1 и 2 соответствуют углам падения $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 30^\circ$

Так, например, на рис. 3 видно, что в интервале $\alpha = 0^\circ - 30^\circ$ тенденции температурного изменения величины $|R|^2$ противоположны для S- и P-поляризации: интенсивность отраженного сигнала при нагреве электронов падает для S-поляризации и возрастает для P-поляризации. При дальнейшем росте угла падения ($\alpha = 45^\circ$) коэффициенты отражения для обеих поляризаций падают до малых значений (см. рис. 2). Температурный ход фазового сдвига для разных углов падения показан на рис. 4. Следует отметить значительную величину температурного сдвига фазы $\Delta\varphi = \varphi_{S|f=9} - \varphi_{S|f=1}$ отраженной волны $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ при нагреве электронов в 9 раз.

Хотелось обратить внимание на релаксацию электронной температуры в рассматриваемых процессах [2,3]. В нашем случае теплового нагрева носителей частота столкновений $\nu \sim 10^{11} \div 10^{13} \text{ с}^{-1}$, поэтому средняя доля энергии δ , переданной электрону при одном ударе порядка 10^{-3} для InSb и 10^{-2} для Ge. Тогда характерное время установления рассматриваемых процессов или время релаксации электронной температуры $\tau_T = (\delta\nu)^{-1} = 10^{-9} \div 10^{-11} \text{ с}$. Такие времена установления представляют интерес для создания устройств плазменной электроники.

Таковы теоретические возможности контролируемой перестройки амплитуды, фазы и поляризации волнового пучка в коротковолновом диапазоне, связанных с отражением пучка от слоя полупроводника n-типа при нагреве свободных носителей.

Л и т е р а т у р а

1. Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1959.
 2. Г и н з б у р г В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
 3. Х и л с у м К., Р о у з - И н с А. Полупроводники типа $A_{III}B_V$. М.: Мир, 1963.
-