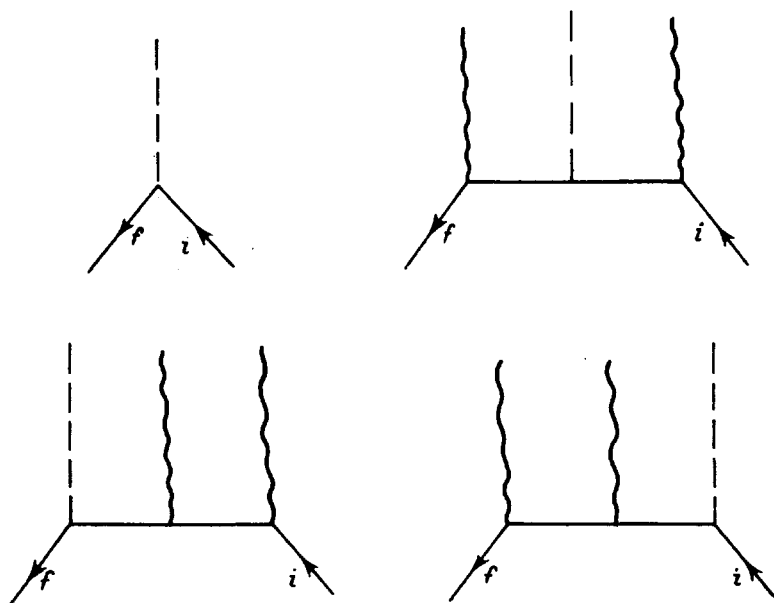


ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В.М.Буйжистров

В ряде экспериментальных работ установлено, что электропроводность полупроводников изменяется под действием СВЧ и оптического излучения. Этот эффект обычно объясняют "нагревом" электронов — изменением распределения электронов по энергиям, которое вызвано поглощением электромагнитного излучения носителями тока [1].



Мы хотим обратить внимание на то, что в определенном диапазоне частот зависимость электропроводности от поля в основном определяется другим эффектом — непосредственным влиянием электромагнитного поля на упругое рассеяние электронов.

Амплитуда вероятности упругого рассеяния равна сумме членов, которые описываются диаграммами, показанными на рисунке (если ограничиться членами второго порядка по электромагнитному полю). Первая диаграмма описывает обычное упругое рассеяние электрона на примесном ионе или фоне; остальные диаграммы описывают рассеяние электрона, которое сопровождается виртуальным поглощением и испусканием фотона. Этот последний процесс и приводит к зависимости сечения упру-

гого рассеяния от электромагнитного поля. Состояние электромагнитного поля при этом не изменяется: квант поля является "катализатором" реакции.

Сечение рассеяния электрона на ионизированной примеси в переменном электрическом поле $E_0 \cos \omega t$ равно:

$$\Sigma = \Sigma_p [1 + \zeta(\epsilon_1)(\cos \theta_i \cos \theta_f - \cos^2 \theta_i - \cos^2 \theta_f)]$$

$$\zeta(\epsilon) = 2e^2 E_0^2 \epsilon / \mu \omega^2 (\hbar \omega)^2. \quad (1)$$

Здесь Σ_p — резерфордское сечение рассеяния, μ и ϵ_1 — эффективная масса и энергия электрона, θ_i и θ_f — углы между E_0 и направлениями начального и конечного импульса электрона.

Зависимость сечения рассеяния от интенсивности излучения приводит к изменению проводимости полупроводника при облучении. Относительное изменение проводимости $\delta \sigma / \delta \sigma_0 \sim \zeta(\epsilon)$, где $\epsilon \sim kT$ для невырожденного полупроводника и энергии Ферми для вырожденного (σ_0 — темновая проводимость). Это справедливо также и для рассеяния электронов на акустических фононах. Отношение фотопроводимости $\delta \sigma$ к фотопроводимости $\delta \sigma_H$, связанной с нагревом электронов, $\delta \sigma / \delta \sigma_H \sim \gamma (\epsilon / \hbar \omega)^2$, где γ — доля энергии, которую теряет электрон при столкновении. Очевидно, что наше рассмотрение ограничено со стороны малых частот условием $\omega \gg \nu$ — частоты столкновений с ионами или фононами, так как только в этом случае можно считать электромагнитную волну монохроматической. Если принять для рассеяния на акустических колебаниях $\gamma \sim 10^{-2}$ при $\epsilon \sim 10^{-2} \text{ эв}$, $\hbar \omega \sim 10^{-4} \text{ эв}$, то $\delta \sigma / \delta \sigma_H \sim 10^2$. Этот эффект может быть существенным и для более высокочастотных полей при больших интенсивностях света, когда $\epsilon \gg \hbar \omega$ за счет разогрева электронов светом.

Наконец, заметим, что формула (1) может быть проверена прямым измерением дифференциального сечения рассеяния заряженных частиц.

Поступило в редакцию
2 июля 1968 г.

Литература

- [1] E. Putley, Phys. Stat. Sol. 6, 571, 1964 (перевод в сборнике "Длинноволновая инфракрасная спектроскопия". Изд. Мир, 1966).