外國文献資料

半導体의固有抵抗及홀定数 (全訳)

(Phyzical Review 82巻1号 PP109−110 1954年4月1日)

Carl N. klahr, Westinghouse Reseaych Laboratoryes

成 璣 鏞 訳

近者에 H. Jone氏는 Physical Review 81巻149頁에서 指摘하여 分子格子의 散乱에 基因되어 생기는 半導体의 固有抵抗과 이온化한 不純物의 散乱에 依하는 固有抵抗은 單純한 加算으로는 取扱할수 없다고 하였다 여기서 이 두가지 加算要素의 「에네르기」 平均을 考려하지 아니하면 아니되며 또 어떻게되면 홀定数와 固有抵抗의 새로운 式이 나오게되는 것이다 H. Jone 氏의 式과 同一한 計算을 이 研究所에서도 行하고 있는데 우리는 더 一般的인 式으로 하고 있다

l_L : 分子格子散乱에依한 平均 自由行程
l_{II} : 이온化 不純物에 依한 平均自由行程
l_{NI} : 非이온化不純物에 依한 平均自由行程
이라면
l_L : 電子 또는 홀 「에네르기」에 不関
l_{II} : 電子 또는 홀 「에네르기」 自乗에 依하여 変化 即 $l_{II} = a\varepsilon^2$
l_{NI} : 電子 또는 홀 「에네르기」 二乗根에 의하여 変化 即 $l_{NI} = b\sqrt{\varepsilon}$

그러면 全体平均自由行程 (l_T)은 $\dfrac{1}{l_T} = \dfrac{1}{l_L} + \dfrac{1}{l_{II}} + \dfrac{1}{l_{NI}}$

電子와 홀에 対하여 Boltzman 公式을 考려하면은 「에네르기」分布를 얻게된다 電流를 計算하는데 이 「에네르기」 分布와 (1)式을 利用하면 弱磁場에서 있어서의 固有抵抗과 홀定数를 容易히 誘導할수 있다

$$\frac{1}{\rho} = \frac{4}{3}e^2\left\{\frac{a_e K^2 T^2}{(2\pi m_e KT)^{\frac{1}{2}}}\cdot\Phi_2(\gamma_e,\alpha_e)n_e + \frac{a_H K^2 T^2}{(2\pi m_H KT)^{\frac{1}{2}}}\cdot\Phi_2(\gamma_H,\alpha_H)n_H\right. \quad (2)$$

$$R = -\frac{3\pi}{4lC}\frac{\left\{n_e\frac{(a_e K^2T^2)^2}{2\pi m_e KT}\cdot\Phi_1(\gamma_e,\alpha_e) - n_H\frac{(a_H K^2 T^2)^2}{2\pi m_H KT}\Phi_1(\gamma_H\alpha_H)\right\}}{\left[n_e\frac{a_e K^2T^2}{(2\pi m_e KT)^{\frac{1}{2}}}\cdot\Phi(\gamma_e\alpha_e) + n_H\frac{(a_H K^2T^2}{(2\pi m_H KT)^{\frac{1}{2}}}\cdot\Phi_2(\gamma_H,\alpha_H)\right]} \quad (3$$

여기서 附号 e 及 H는 電子及홀을 意味한다

$$\Phi_1(\gamma,\alpha) = \int_0^\infty \frac{e^{-x}x^{\frac{5}{2}}dx}{\left[1+\gamma x^{\frac{3}{2}}(1+\alpha x)\right]^2} \quad (4) \qquad \Phi_2(\gamma,\alpha) = \int \frac{e^{-x}x^3 dx}{\left[1+\gamma x^{\frac{3}{2}}(1+\alpha x^{\frac{1}{2}})\right]} \quad (5)$$

$$\gamma = \frac{aK^2T^2}{b(KT)^{\frac{1}{2}}} = \frac{\text{이온化不純物 平均 自由行程平均}}{\text{非이온化不純物平均自由行程平均}}$$

$$\alpha = \frac{b(KT)^{\frac{1}{2}}}{l_L} = \frac{\text{非이온化不純物平均自由行程平均}}{\text{分子格子散乱平均自由行程}}$$

$\left(\frac{T}{n_1}\right)\cancel{\frac{T^{\frac{3}{2}}}{N_n}}$, α는 $\cancel{\frac{T}{N_n}}\ \frac{1}{T}$ 에 依하여 変化한다

서 N_1 : 이온化不純物濃度
N_n : 非이온化不純物濃度
)의 積을 ε이라고 하자
等極의 稀薄한 範囲에 있어서는
$\gamma \to 0$, $\alpha \to \infty$ 하나 ε은 有限 이렇게되면
$\Phi_1(\gamma, \alpha)$는 $F_1(\varepsilon)$ 이되고 $\Phi_2(\gamma,\alpha)$는 $F_2(\varepsilon)$이 된다

$$F_1(\varepsilon) = \int_0^\infty \frac{e^{-x} x^{\frac{3}{2}} dx}{(1+\varepsilon x^2)^2} \qquad (6)$$

$$F_2(\varepsilon) = \int_0^\infty \frac{e^{-2} x^3}{1+\varepsilon x^2} dx \qquad (7)$$

度가 낮은 範囲에서는
$\alpha \to 0$, 따라서 $\Phi_1(\gamma, 0) = f_1(\gamma)$
$\Phi_2(\gamma, 0) = f_2(\gamma)$

되여 잘 아는 函数가 된다. $F_1(\varepsilon)$; $F_2(\varepsilon)$, $f_1(\gamma)$ 及 $f_2(\gamma)$의 曲線을 図에表示하였다 γ와 不純物濃度와의 関係는 筆者의 前論文에서 벌서 論하였다 $n_H = 0$ 때에 運動性 μ_e는

$$\mu_e = -\pi \frac{e}{c} \frac{a_e K^2 T^2}{(2\pi m_e K T)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\Phi_1(\gamma_e, \alpha_e)}{\Phi_2(\gamma_e \alpha_e)} \qquad (8)$$

$n_e = 0$ 때에 運動性 μ_n는

$$\mu_n = \pi \frac{e}{c} \frac{a_H K^2 T^2}{(2\pi m_H K T)^{\frac{3}{2}}} \cdot \frac{\Phi_1(\gamma_H, \alpha_H)}{\Phi_2(\gamma_H, \alpha_H)} \qquad (9)$$

γ_H $\alpha_e = \alpha_H$가 成立되는 近似価때만 (8) (9) 式을 (3) 式에 代入하여 다 음과 같이 될수 있는 것이다

$$R = -\frac{3\pi}{8} \frac{1}{ec} \frac{n_e \mu_e^2 - n_H \mu_H^2}{n_e \mu_e + n_H \mu_H^2} \qquad (10)$$

가 잘 알고 있는 홀定数와 固有抵抗式은 (2)와 (3)式의 特殊한 어느 制限된때 나타나게된다 例를 들면 電子伝導만 考慮할때에 $-R \cdot n_e e c$를 算出하면은

$\varepsilon = \infty$ 때에 $\frac{3\pi}{8}$ $\qquad$ $\gamma = 0$ 때에 $\frac{315}{512}$

$\varepsilon = 0$ 〃 $\frac{0.315}{512}$ $\qquad$ $\gamma = \infty$ 〃 $\frac{8}{\sqrt{\pi}}$

函数를 $F(\varepsilon)$ 函数로 代置하였을때 等極稀薄한 범囲에 있어서의 特殊한 結果 는 図에表示되어있다 (2)式과 (3)式에서보는 바와 같이 홀과 非이온化 不純物이 있으면 에 発表한 $-R \cdot n_e e c$의 数値보다 작게되는 경向이 있게 된다