

ら電流, 電圧特性の kink は説明できそうである。だがいろいろ分らない点があるのでつとよく考えてみる必要があるように思える。

- 1) Dumke and Haering, Phys. Rev. 126(1962) 1974.
- 2) J. Hopfield, Phys. Rev. Letters 8(1962) 311.
- 3) R. Abe, Prog. Theor. Phys. 30(1963) 149.

CdS における 2 つの非線型伝導に関する実験

山 田 一 雄 (名古屋大理)

- (1) 超音波の増巾⁽¹⁾。パルス電場 E の下で, photo-carrier を持つ CdS の超音波の吸収係数を測定すると, $E \approx 700 \text{ v/cm}$ の前後でその符号が正から負に変わる。この E に対する drift velocity v_d は音速 u の大きさである。
- (2) 電流の屈折飽和⁽²⁾。伝導度が $0.01 \sim 3 (\Omega \cdot \text{cm})^{-1}$ の range の CdS の dark-current (photo-current についても) を測ると, 弱い E では勿論 ohmic であるが, $E \sim 1600 \text{ v/cm}$ で屈折し, それ以上では飽和の傾向を示す。

やはりこの E での v_d は (1) よりは少し大きい u の程度となる。

以上 2 つの実験は v_d が u を越えるといづれも異常が現れるが, (1) では吸収係数が, v_d が u を過ぎる前後でなだらかに変化しているが (2) では電流が可成りはずきりと kink を示す。

(1) の場合吸収係数については, 音波の振巾についての線型理論の範囲内で議論は可能⁽³⁾であるが, 振巾の絶対値の振舞については非線型効果を考慮しなくては何も言えない。(2) の場合, v_d が u を越ると内部に音波(?) の不安定性が出現して電流を変えると想像すれば, その異常励起された音波を適当にお

さえて定常な状態を実現させる非線型な機構を明確にする必要がある。

- (1) Hutson et al.; Phys. Rev. Letters. 7(1961) 237.
- (2) Smith; Phys. Rev. Letters. 9(1962) 87.
- (3) Hutson; Phys. Rev. Letters 9(1962) 296.

Alfvén 波 の 重 力 効 果

横 田 万里夫 (京大理)

一様なプラズマの Alfvén 波をしらべるとき, electromagnetic field を Hamiltonian 形式から運動方程式を求めてとりあつかうのが便利な場合がある。全系の Hamiltonian を $\mathcal{H}$ で表すと,

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_p + \mathcal{H}_f$$

$$\mathcal{H}_p = \sum_i \frac{1}{2m_i} \left\{ \vec{p}_i - \frac{e_i}{c} (\vec{A}_0 + \vec{A}_i) \right\}^2 + \sum_{i>j} \frac{e_i e_j}{r_{ij}}$$

$$\mathcal{H}_f = \sum_{\lambda} \frac{1}{2} (P_{\lambda}^2 + v_{\lambda}^2 Q_{\lambda}^2) = \sum_{\lambda} 2v_{\lambda}^2 q_{\lambda} q_{\lambda}^*$$

$$A_i = \sqrt{4\pi c} \sum_{\lambda} (q_{\lambda} e_{\lambda} e^{ik_{\lambda} r_i} + q_{\lambda}^* e_{\lambda} e^{-ik_{\lambda} r_i})$$

となる。ここで A_{0i} は charge particle i に作用する外場の Vector potential, P_{λ} , Q_{λ} は field variable で q_{λ} は $\mathcal{H}_f$ の definition からきまる variable である。この Hamiltonian からつぎの運動方程式をうる。

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \frac{e_i}{c} \dot{\mathbf{r}}_i \times \mathbf{H}(\mathbf{r}_i) - \mathbf{F}_i - \sqrt{4\pi} e_i \sum_{\lambda} \left[e^{ik_{\lambda} \cdot \mathbf{r}_i} \{ i q_{\lambda} (\mathbf{e}_{\lambda} \cdot \dot{\mathbf{r}}_i) + q_{\lambda} \} \mathbf{e}_{\lambda} - i q_{\lambda} (\mathbf{e}_{\lambda} \cdot \dot{\mathbf{r}}_i) \mathbf{e}_{\lambda} + \text{c.c.} \right]$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (q_{\lambda} + q_{\lambda}^*) = -v_{\lambda}^2 (q_{\lambda} + q_{\lambda}^*) - \sqrt{4\pi} \sum_i e_i (\mathbf{e}_{\lambda} \cdot \dot{\mathbf{r}}_i) e^{-ik_{\lambda} \cdot \mathbf{r}_i}$$