

Weitere Berechnungen über den Barometereffekt, die Schwankungen der Ultrastrahlung und über die Energieabschätzung folgen in einer an anderer Stelle erscheinenden ausführlichen Arbeit.

Zürich, Physikalisches Institut der Eidgenössischen Technischen Hochschule, den 16. Dezember 1938.

HENRI D. RATHGEBER.

### Halbleitertheorie der Sperrschicht.

Im Jahre 1929 wurde vom Verf. eine Sperrschichttheorie vorgeschlagen<sup>1</sup>, in der die unipolare Leitfähigkeit der Gleichrichter vom Kupferoxydultyp auf Dichteänderungen der Leitungselektronen in einer Randzone an der Grenze Metall-Halbleiter zurückgeführt wurde. Diese Theorie konnte in der Zwischenzeit weiter entwickelt werden unter folgenden Grundvoraussetzungen:

1. An der Grenze Metall-Halbleiter existiert eine thermisch bestimmte Randdichte der freien Elektronen in Überschuhalbleitern, der Defektelektronen in Defekthalbleitern, die bei nicht zu hohen Feldern und Störstellengehalten von der störstellenbedingten Elektronendichte im Halbleiter-Innern sowie vom hindurchgehenden Strom unabhängig ist. Die für die Randdichte maßgebende Austrittsarbeit Metall-Halbleiter ist sowohl für Elektronen wie für Defektelektronen positiv und so groß, daß die Randdichte im allgemeinen unterhalb der in Störstellenhalbleitern sich einstellenden Innendichte liegt<sup>2</sup>.

2. Der Übergang von der Randdichte zur Innendichte vollzieht sich in einer Zone, deren Breite durch das Gleichgewicht von Feldströmen und Diffusionsströmen sowie durch die von der örtlichen Elektronendichte abhängige Raumladungsdichte gegeben ist. Auf diese Weise entstehen feldproportionale Sperrwiderstände, wenn die beweglichen Ladungsträger (negative Elektronen in Überschuhalbleitern, positive Defektelektronen in Defekthalbleitern) durch ein angelegtes Feld von Metall in den Halbleiter hineingetrieben werden. Die Flußrichtung ist diejenige, in der die betreffenden leitenden Teilchen aus dem Halbleiter in das Metall fließen<sup>3</sup>; es wird dann die verarmte Randzone mit leitenden Teilchen überschwemmt, der Sperrwiderstand verschwindet.

3. Bei größeren Spannungen in der Sperrichtung wird die Randdichte durch die an der Metallgrenzfläche auftretenden starken Felder über ihren thermischen Wert vergrößert (Feldemission; auch für Defektelektronen!), so daß der Sperrwiderstand sich wieder verkleinert. Wird auf diese Weise die Randdichte größer als die Innendichte, so tritt die (bei vielen Detektoren zu beobachtende) Umkehr des Gleichrichtungssinnes auf.

Die Durchführung der Theorie führt zu quantitativen Folgerungen, die sowohl mit den Beobachtungen an Flächengleichrichtern wie an Spitzendetektoren (und den diesen meist praktisch gleichartigen „Gleichrichtern mit künstlicher Sperrschicht“) in vollem Einklang zu stehen scheinen. Gute Flächengleichrichtung ist hiernach nur zu erwarten, wenn im Halbleiter an der „wirksamen“ Metallelektrode eine dünne, chemisch vom Halbleiterinnern abweichende Sperrschicht mit besonders hohem spezifischem Eigenwiderstand existiert, da bei homogen aufgebauten Flächengleichrichtern der Bahnwiderstand der Gesamtschicht den Widerstand der auf  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  cm konzentrierten Randzone weit überwiegen würde. Spitzengleichrichtung kann dagegen bei allen Halbleitern mit nicht zu hoher Störstellendichte auftreten, da hier wegen der divergenten Ausbreitung des Stromes von selbst nur äquivalente Schichtdicken des Bahnwiderstandes

<sup>1</sup> Physik. Z. 30, 839 (1929), insbesondere vorletzter Abschnitt.

<sup>2</sup> *Anm. bei der Korrektur.* Über die Abhängigkeit der Austrittsarbeit Metall-Halbleiter vom Elektrodenmetall finden sich wichtige Aufschlüsse in einer inzwischen erschienenen Veröffentlichung von R. HILSCH und R. W. POHL, Z. Physik 111, 399 (1938). Die dort gezogenen Parallelen zwischen den Instationären, dafür aber quasineutralen, Bewegungen von Farbzentrenwolken, und den stationären und raumladungsbedingten Vorgängen in elektronischen Sperrschichten dürften allerdings etwas weniger eng sein, als die Verfasser annehmen.

<sup>3</sup> Vgl. die Diskussionsbemerkung des Verf., Z. techn. Physik 16, 512 (1935); die dort aufgestellte Regel ist inzwischen noch mehrfach bestätigt worden.

auftreten, die dem Berührungsradius der Spitze und somit den genannten Eigendimensionen der Randzone entsprechen.

Eine ausführliche Veröffentlichung ist in der Z. Physik beabsichtigt.

Berlin-Siemensstadt, Zentralabteilung der Siemens und Halske AG., den 17. Dezember 1938. W. SCHOTTKY.

### Die oszillierende Bewegung des Atmosphärgürtels.

Bekanntlich führt der im Mittel zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  Breite gelegene Luftring der Atmosphäre eine Rotation mit im allgemeinen konstanter Winkelgeschwindigkeit aus. Dabei scheint diese Winkelgeschwindigkeit und damit die lineare Geschwindigkeit bisweilen kleinen Schwankungen ausgesetzt. Seien  $U$  die konstante von Westen nach Osten gerichtete Geschwindigkeit und  $u, v$  die Komponenten der Schwankung, nach Osten bzw. Norden positiv, dann gelten mit den gewöhnlichen Bezeichnungen, solange  $u$  und  $v$  klein gegen  $U$  sind, die folgenden Störungsgleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} - l v &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial y} + l u &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

worin  $l = 2\omega \sin \varphi$  gesetzt ist und  $\omega$  und  $\varphi$  die Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation bzw. die geographische Breite bedeuten. Nach HAURWITZ<sup>1</sup> löst man diese Gleichungen leicht folgendermaßen. Man setzt:

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma t)}, \\ v &= B e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma t)}, \\ p &= C e^{i(\alpha x + \beta y + \gamma t)} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

und erhält dann mit (1):

$$\left. \begin{aligned} u &= A e^{i\alpha(x-Ut)} \phi'(y), \\ v &= -i\alpha A e^{i\alpha(x-Ut)} \phi(y), \\ p &= -l_e A e^{i\alpha(x-Ut)} \phi(y), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$\phi$  ist eine willkürliche Funktion von  $y$  und  $\phi'$  ihre Ableitung. Die Nord-Süd-Komponente  $v$  der Störung muß natürlich an den Rändern des Luftringes verschwinden, d. h. es muß, wenn  $2\lambda$  die zonale Weite des Gürtels ist:

$$v = 0 \quad \text{für} \quad y = \pm \lambda$$

sein. Nimmt man z. B. an, daß

$$\phi(y) = \cos \frac{\pi y}{2\lambda} \quad (4)$$

ist und geht damit in (3) ein, so folgt für die Realteile:

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{\pi A}{2\lambda} \sin \alpha(x-Ut) \sin \frac{\pi y}{2\lambda}, \\ v &= \alpha A \cos \alpha(x-Ut) \cos \frac{\pi y}{2\lambda}, \\ p &= l_e A \sin \alpha(x-Ut) \cos \frac{\pi y}{2\lambda}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

In Wirklichkeit kann eine derartige Luftbewegung durch eine periodische Störung bewirkt werden. Als deren Ursache kann man eine periodische Störung des Luftdruckes annehmen, der in der Tat bisweilen Schwankungen mit einer 4tägigen Periode aufweist. In diesem Falle tritt gemäß (5) eine Schwankung der Geschwindigkeit auf. Setzt man die Amplitude der Luftdruckschwankung als bekannt voraus, dann können  $u, v$  und  $p$  aus (5) zahlenmäßig berechnet werden. Aus der Breite des sich zonal von  $\varphi = 30^\circ$  bis  $\varphi = 60^\circ$  erstreckenden Luftringes folgt:

$$2\lambda = 3200 \text{ km.} \quad (6)$$

Die Amplitude der Luftdruckschwankung wird zu

$$\text{Amp.} = l_e A = 0,5 \text{ mm Hg} \quad (7)$$

angenommen. Sie ist gleich der Amplitude der täglichen Druckschwankung, liegt also innerhalb plausibler Grenzen. Die Periode  $T$  ist zu 4 Tagen angenommen, d. h. es ist:

$$T = \frac{2\pi}{\alpha U} = 4 \text{ Tage.} \quad (8)$$

<sup>1</sup> B. HAURWITZ, Gerlands Beitr. Geophysik 27, 26 (1930).