Zur Theorie der Absorptionslinien in Sternatmosphären.

Von **V. Ambarzumian** in Pulkowo.

(Eingegangen am 27. Januar 1930.)

Es wird eine Abhängigkeit zwischen der Intensität innerhalb einer Spektrallinie und anderen physikalischen Größen in der Sternatmosphäre abgeleitet.

Wenn wir ein Atom betrachten. welches sich nur in zwei stationären Zuständen befinden kann, einem normalen und einem angeregten, so erhalten wir für die „Ergiebigkeit" $B_\nu(\tau)$ der Strahlung mit der Frequenz ν in Sternatmosphären folgende Integralgleichung*:

$$\frac{\eta(\tau)}{1+\eta(\tau)} P_\nu = B_\nu(\tau) - \frac{1}{2(1+\eta(\tau))} \int_0^\infty Ei\,|\tau - t|\,B_\nu(t)\,dt, \tag{1}$$

wo

$$\eta(\tau) = \frac{b_{1\to 2}}{B_{1\to 2}} \frac{\left(e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1\right)}{\sigma} = \frac{b_{1\to 2}}{B_{1\to 2} P_\nu} \tag{2}$$

ist. Hier ist $B_{1\to 2}$ der Einsteinsche atomare Absorptionskoeffizient $b_{1\to 2}$ die Wahrscheinlichkeit des unelastischen Stoßes, welcher das normale Atom in den angeregten Zustand überführt, P_ν die Plancksche Funktion und

$$\sigma = \frac{2h\nu^3}{c^2}. \tag{3}$$

Für die Intensität J der im Zentrum der Sternscheibe ausgesandten Strahlung haben wir die Formel

$$J = \int_0^\infty e^{-\tau} B_\nu(\tau)\,d\tau,$$

was für die kontinuierliche Strahlung in

$$J_0 = \int_0^\infty e^{-\tau} P_\nu(\tau)\,d\tau$$

übergeht. Daraus folgt, daß, wenn wir $P_\nu(\tau) =$ const annehmen,

$$r = \frac{J}{J_0} = \int_0^\infty e^{-\tau} \frac{B_\nu(\tau)}{P_\nu}\,d\tau \tag{4}$$

wird. Nach (1) ist $\frac{B_\nu(\tau)}{P_\nu}$ die Lösung der Integralgleichung:

$$\frac{\eta(\tau)}{1+\eta(\tau)} = \varphi_\nu(\tau) - \frac{1}{2(1+\eta(\tau))} \int_0^\infty Ei\,|\tau - t|\,\varphi_\nu(t)\,dt. \tag{5}$$

* V. Ambarzumian, C. R. Leningrad (A) 1929, S. 479; ZS. f. Phys. **60**, 255, 1930.