An Hand der Formel (12) läßt sich nun die Frage der Linienbreite im allgemeinen Falle ohne weitere Annahme erledigen. Gemäß der Korrespondenzmethode ist nämlich in erster Näherung die Intensität der dem Übergang $E_n \to E_m$ entsprechenden Strahlung gleich der klassisch berechneten Ausstrahlung eines Dipols mit der Amplitude

$$a_n a_m^* \mathfrak{P}_{nm} e^{2\pi i \nu_{nm} t} = \mathring{a}_n \mathring{a}_m^* \mathfrak{P}_{nm} e^{2\pi i \nu_{nm} t - \frac{1}{2}(\gamma_n + \gamma_m) t};$$

die Spektralverteilung der letzteren ist aber bekanntlich gegeben durch

$$I(\nu) \sim |\mathfrak{P}_{nm}|^2 \frac{1}{\frac{1}{4}(\gamma_n + \gamma_m)^2 + [2\pi(\nu - \nu_{nm})]^2};$$

daraus folgt die Deutung der Summe

$$\gamma = \gamma_n + \gamma_m$$

als Breite der betrachteten Linie.

Professor Bohr danke ich herzlich für viele anregende Diskussionen.

Kopenhagen, Institut for teoretisk Fysik, Juni 1931.

Berichtigung

zu der Arbeit: Thermodynamische Studien[1]) von A. Press.

S. 486, letzte Zeile, lies $(\gamma - 1)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_v \ll v$ statt $(p - 1)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_v \ll v$. Durch Differentiation von Gleichung (17) nach $\left(\frac{\partial}{\partial E}\right)_v$ erhalten wir

$$\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_v \left\{v + (\gamma - 1)\left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_v\right\} = (\gamma - 1),$$

woraus obiges folgt.

[1]) ZS. f. Phys. **69**, 483, 1931.