Auf einem ganz anderen Wege, nämlich ausgehend von Boltzmann's Formel: $S = k \log W$, ist Herr Keesom[1] zu einem Ausdruck gelangt, der von (I) sich wenig unterscheidet. In scharfsinniger Weise bestimmt H. Keesom die Anzahl der molekular verschiedenen Zustände, welche demselben molaren Zustande zugrunde liegen können.

Es läßt sich auch auf folgende Weise zeigen, daß für eine große Anzahl von Freiheitsgraden ε_p und $\bar{\varepsilon}_p$ zusammenfallen. Nach der Definition eines Mittelwertes ist:

$$\bar{\varepsilon}_p = m^{3n} . e^{+h\psi} \int \ldots \int e^{-h\varepsilon_p} . \varepsilon_p . d\dot{x}_1 \, d\dot{y}_1 \ldots d\dot{z}_n \int \ldots$$
$$\ldots \int e^{-h\varepsilon_q} \, dx_1 \ldots dz_n,$$

wenn $h = \frac{1}{T}$ gesetzt wird, oder es ist in leicht verständlicher Abkürzung

$$\bar{\varepsilon}_p = m^{3n} e^{+h\psi} . J_1 . K_0$$

dazu kommt:

$$1 = m^{3n} e^{+h\psi} . J_0 . K_0,$$

wo nun

$$J_0 = \int \ldots \int e^{-h\varepsilon_p} . d\dot{x}_1 \ldots d\dot{z}_n$$

ist.

Die Division beider Ausdrücke liefert:

$$\bar{\varepsilon}_p = \frac{J_1}{J_0}.$$

Nach einem Satze von Liouville, der sich als Erweiterung des obigen Dirichlet'schen Theorems darstellt, ist

$$W = \int \ldots \int f(\varepsilon_p) \, d\dot{x}_1 \, d\dot{y}_1 \ldots d\dot{z}_n =$$
$$= \left(\frac{2}{m}\right)^{\frac{3n}{2}} \frac{\pi^{\frac{3n}{2}}}{\Gamma\left(\frac{3n}{2}\right)} \int_0^{\varepsilon_p} f(\vartheta) \, \vartheta^{\frac{3n}{2}-1} \, d\vartheta.$$

---

[1] Keesom, On the deduction of the equation of state from Boltzmann's entropy principle — Kammerlingh Onnes. Commun. Suppl. 24, p. 30.