schränkt sich auf eine Combination zweier Mittel, von denen das erstere, optisch dichtere, durchsichtig ist; sein constantes absolutes Brechungsverhältniss heisse n_1 und der Einfallswinkel e. Das zweite, optisch dünnere Mittel sei absorbirend, sein variabler Brechungscoefficient heisse ν, sein variabler Extinctionscoefficient q. (Nach Herrn Ketteler's Ansicht werden nämlich für absorbirende Medien ν und q variabel.) Wendet man dann die vom Verfasser in einer früheren Arbeit für ein absorbirendes Medium abgeleiteten Differentialgleichungen an (cf. Fortschr. d. Phys. XXXII, p. 488-494), so ergeben sich für die Amplitude $\mathfrak{R}$ und die Phasenverzögerung χ des reflectirten Strahles folgende Gleichungen, in denen die angehängten Zeichen s und p die Fälle unterscheiden, in denen die einfallende Schwingung senkrecht oder parallel zur Einfallsebene vor sich geht:

$$\mathfrak{R}_s^2 = \frac{(p-n_1\cos e)^2+q^2}{(p+n_1\cos e)^2+q^2}\,\mathfrak{E}_s^2,$$

$$\operatorname{tg}\chi_s = \frac{2qn_1\cos e}{p^2+q^2-n_1^2\cos e},$$

$$\mathfrak{R}_p^2 = \frac{[pn_1-(a^2-b^2)\cos e]^2+[qn_1-2ab\cos e]^2}{[pn_1+(a^2-b^2)\cos e]^2+[qn_1+2ab\cos e]^2}\,\mathfrak{E}_p^2,$$

$$\operatorname{tg}\chi_p = \frac{2qn_1\cos e[n_1^2\sin^2 e-(p^2+q^2)]}{n_1^2(p^2+q^2)-(a^2+b^2)^2\cos^2 e}.$$

Darin ist, wenn r der Brechungswinkel, also

$$\sin e = \frac{\nu}{n_1}\sin r$$

ist,

$$p = \nu.\cos r,$$

während a und b die Specialwerthe von ν und q für senkrechte Incidenz ($e=0$) sind (cf. die oben citirte frühere Arbeit). Das Zustandekommen der totalen Reflexion ist geknüpft an die Bedingung $r=90^0$ oder $p=0$. Der Verfasser untersucht eingehend die einzelnen Specialfälle, für welche diese Bedingung erfüllbar ist. Das ist I) der Fall für $b=0$. Liegt dann e zwischen den Grenzen, die durch die Gleichungen

$$n_1\sin e = a \quad\text{und}\quad n_1\sin e = n_1$$

bestimmt sind, so gehen die obigen Formeln, falls man noch