$$\vec{E}(r,t) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 c^2 r}\vec{a}_\perp(t') \qquad (53)$$

mit $t' = t - \frac{r}{c}$

und $\vec{a}_\perp =$ senkrecht auf $\vec{r}$ stehende Komponente der Beschleunigung $\vec{a}$.

Dieses wichtige Ergebnis für das „Fernfeld“ einer schwingenden Ladung wird im Rahmen der theoretischen Elektrodynamik abgeleitet. Aus Gl. 53 sieht man, daß $\vec{E}$ in der von $\vec{a}$ und $\vec{r}$ aufgespannten Ebene schwingt.

Die elektromagnetische Welle ist also in dieser Ebene linear polarisiert. Die Polarisationsrichtung ist durch die auf $\vec{r}$ senkrecht stehende Komponente von $\vec{a}$, nämlich $\vec{a}_\perp$ gegeben.

Um vom Ort der schwingenden Ladung bis zum Ort $\vec{r}$ des Beobachters zu gelangen, benötigt eine elektrische Störung die Zeit $\frac{r}{c}$. Daher ist für das Feld $\vec{E}$ am Ort $\vec{r}$ zur Zeit $t$ die Beschleunigung der Ladung zu der früheren Zeit $t' = t - \frac{r}{c}$ maßgebend.

## 5.2 Polarisation durch Einfachstreuung

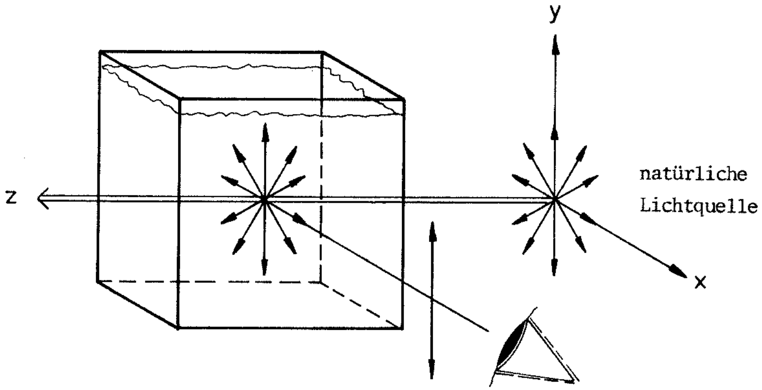


Abbildung 10: Polarisation von Licht durch Einfachstreuung

Eine ebene Lichtwelle breite sich in $\vec{z}$-Richtung aus und falle dabei auf ein trübes Medium. Die Elektronen der Moleküle des trüben Mediums führen nun erzwungene Schwingungen mit der Frequenz der einfallenden Lichtwelle aus. Da das elektrische Feld der ebenen Welle senkrecht zu $\vec{z}$ schwingt, gilt dies auch für die Beschleunigung $\vec{a}$ des schwingenden Elektrons. Aus Gleichung 53 folgt dann, daß das unter $90^\circ$ zur $\vec{z}$-Richtung gestreute Licht vollständig polarisiert ist.