1 Theorie

1.1 Volumenplasmonen in Metallen

Die Valenzelektronen eines metallischen Leiters können in einem einfachen Modell als ein quasifreies Elektronengas beschrieben werden. Werden die Elektronen durch eine externe Anregung aus ihrer Ruhelage ausgelenkt, so entsteht eine elektische Polarisation $\overrightarrow{P}$ innerhalb des Elektronengases.

$$\overrightarrow{P} = -\rho e \overrightarrow{d} \tag{1.1}$$

Dabei bezeichnet ρ die Valenzelektronendichte, e die Elementarladung eines Elektrons und $\overrightarrow{d}$ die Auslenkung aus der Ruhelage. Die Polarisation $\overrightarrow{P}$ des Elektronengases erzeugt ein rücktreibendes elektrisches Feld E.

$$\overrightarrow{E} = \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_R} \overrightarrow{P} = -\frac{\rho e}{\varepsilon_0 \varepsilon_R} \overrightarrow{e} \tag{1.2}$$

(ε_0 = Dielektrizitätskonstante im Vakuum, ε_R = Dielektrizitätskonstante im Metall)

Dadurch ergibt sich zusammen mit der Masse m_e der Elektronen die Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators.

$$m_e \frac{d^2}{dt^2} x = -\frac{\rho e^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_R} x \tag{1.3}$$

Diese kollektiven Schwingungen der Valenzelektronen in einem Festkörper werden Volumenplasmonen genannt. Die Eigenfrequenz hängt von den Materialeigenschaften ab und wird Plasmafrequenz ω_P genannt.

$$\omega_P = \sqrt{\frac{\rho e^2}{m_e \varepsilon_0 \varepsilon_R}} \tag{1.4}$$

1.2 Oberflächenplasmonen an Grenzflächen

Plasmonen können auch an metallischen Grenzflächen auftreten und werden dann Oberflächenplasmonen genannt. Sie führen keine statischen Oszillationen aus, sondern bewegen sich wellenförmig entlang der Oberfläche.

Die erste dokumentierte Beobachtung findet sich im Jahr 1902 [5]. Allerdings konnten die experimentellen Daten erst 1941 von Fano [6] als elektromagnetische Wellen an einer Oberfläche interpretiert werden.

Um die Entstehung von Oberflächenplasmonen zu verstehen, betrachtet man eine Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum (siehe Abbildung 1.1). Die Oberflächenplasmonen bewegen sich als p-polarisierte Welle entlang der Grenzfläche. Die dabei entstehenden Felder können folgendermaßen beschrieben werden [7]:

$$\begin{array}{lll}
z > 0 & \overrightarrow{E_1} & = (E_{x1}, 0, E_{z1}) \exp[+i(k_{x1}x - k_{z1}z - \omega t)] \\
 & \overrightarrow{H_1} & = (0, H_{y1}, 0) \exp[+i(k_{x1}x + k_{z1}z - \omega t)] \\
z \leq 0 & \overrightarrow{E_2} & = (E_{x2}, 0, E_{z2}) \exp[+i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)] \\
 & \overrightarrow{H_2} & = (0, H_{y2}, 0) \exp[+i(k_{x2}x + k_{z2}z - \omega t)]
\end{array}$$

Die elektrischen und magnetischen Felder müssen die vier Maxwellgleichungen

$$\nabla \times \overrightarrow{E}(r,t) + \mu \frac{\partial \overrightarrow{H}(r,t)}{\partial t} = 0 \tag{1.5}$$

$$\nabla \cdot (\mu \overrightarrow{H}(r,t)) = 0 \tag{1.6}$$

$$\nabla \times \overrightarrow{H}(r,t) - \epsilon_0 \epsilon(r) \frac{\partial \overrightarrow{E}(r,t)}{\partial t} = 0 \tag{1.7}$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon(r) \overrightarrow{E}(r,t)) = 0 \tag{1.8}$$

und die Kontinuitätsbedingungen an der Grenzfläche