

## 2. Elektrische Kraftmikroskopie (EKM)

In Kapitel 1 wurde bereits erwähnt, dass die sogenannten Rastersondenmikroskop-basierten Testtechniken aufgrund ihrer Leistungsfähigkeit bezüglich hochortsaufgelöster Messungen bei Untersuchungen an Strukturen im Submikrometer- und Nanometerbereich eine immer größere Rolle spielen. Die elektrische Rasterkraftmikroskopie ist eine solche Testtechnik, welche die kontaktlose Messung verschiedener elektrischer Größen erlaubt.

In diesem Kapitel werden zuerst die zum weiteren Verständnis notwendigen Grundlagen der Rasterkraftmikroskopie vermittelt. Auf diesen Kenntnissen aufbauend kann anschließend das Prinzip der elektrischen Kraftmikroskopie erläutert werden. Da in den Veröffentlichungen auf dem Gebiet der elektrischen Kraftmikroskopie in der Regel immer nur die Messverfahren und zugehörigen Messanordnungen für ein spezielles Einsatzgebiet angegeben werden, ist es schwierig, einen guten Überblick über das komplette Leistungsspektrum der EKM zu erhalten. Aus diesem Grund findet in diesem Kapitel eine relativ ausführliche Beschreibung des Prinzips sowie der Charakteristika mehr oder weniger aller bekannter Messverfahren und –anordnungen, welche mit der EKM realisiert werden können, statt. Dieser umfassende Überblick über die Möglichkeiten der EKM kann in vielen Fällen sehr hilfreich sein, da Querverbindungen zwischen unterschiedlichen Teilgebieten der EKM geschaffen werden können. Aufgrund des für alle Teilgebiete geltenden Grundprinzips der EKM können zweifelsohne Erfahrungen oder Teile spezieller Messanordnungen, die auf einem Teilgebiet der EKM erarbeitet worden sind, in ein anderes Teilgebiet übernommen werden. Insbesondere soll durch diesen Überblick erreicht werden, dass die in dieser Arbeit auf einem Teilgebiet der dynamischen Spannungsmessungen erzielten Ergebnisse nicht als Spezialfall gesehen werden, welcher nur für dieses spezielle Teilgebiet der EKM von Interesse ist. So ist es sicherlich möglich, einen großen Teil der Ergebnisse der Untersuchungen auch auf andere Teilgebiete der EKM zu übertragen.

### 2.1. Prinzip der Rasterkraftmikroskopie

Die Rasterkraftmikroskopie [Binnig et al. 1986] nutzt eine an einem Hebelarm befestigte, im Idealfall atomar feine Messspitze zur Detektion je nach Anwendung unterschiedlicher Kraftwechselwirkungen. Dazu wird die Messspitze sehr dicht – einige zehntel bis einige zehn Nanometer - an die Probenoberfläche herangefahren bis sich die gewünschte Kraftwechselwirkung zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche einstellt. Diese Kraft erzeugt eine Verbiegung der aus dem Hebelarm und der Messspitze bestehenden Messsonde, welche z.B. mittels eines

Laserdetektionssystem gemessen werden kann (siehe Bild 2.1-1). Aufgrund der Gültigkeit des Hookeschen Gesetzes [Schnell et al. 1992] ist die Messsondenauslenkung  $\Delta h$  direkt proportional zur an der Messspitze angreifenden Kraft  $\vec{F}$ .

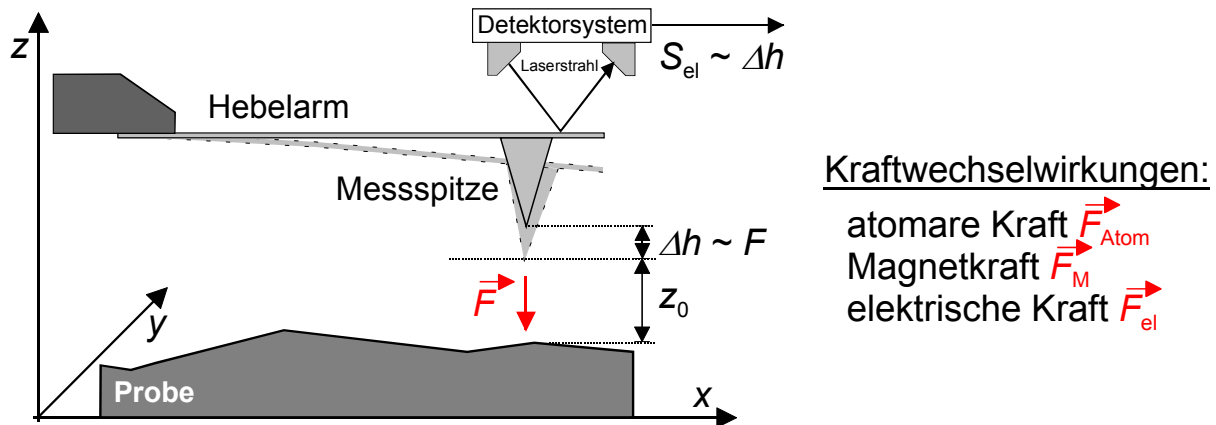


Bild 2.1-1: Prinzip der Rasterkraftmikroskopie

Abhängig von der Probe, dem Messsondenmaterial und der Messanordnung können unterschiedliche Kräfte detektiert werden. Befindet sich das Messspitzenende im Nanometer- bis Subnanometerabstand oberhalb der Probenoberfläche, so bilden sich atomare Kraftwechselwirkungen  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  zwischen den Atomen der Probe und des Messspitzenendes aus. Die Verwendung einer ferromagnetischen Messspitze erlaubt zusätzlich die Messung von Magnetkräften  $\vec{F}_{\text{M}}$ , während die Messung von weitreichenden elektrischen Kräften  $\vec{F}_{\text{el}}$  mit einer elektrisch leitfähigen Messspitze möglich ist. Es ist jedoch zu beachten, dass die Atomkraft  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  immer auftritt und somit die Ergebnisse von magnetischen oder elektrischen Kraftmessungen verfälschen kann. Aufgrund der im Vergleich zur magnetischen und elektrischen Kraft deutlich geringeren Reichweite der atomaren Kräfte kann in der Regel über die Wahl eines hinreichend großen Messspitzen-Probenabstands  $z_0$  diese Verfälschung minimiert werden.

Man unterscheidet zwischen zwei Betriebsarten eines Rasterkraftmikroskops: dem Kontakt- und dem Nichtkontakt-Modus. Wie der Name schon aussagt, wird die Messspitze beim Kontaktmodus bis in den Wechselwirkungsbereich der atomaren Kräfte an die Probenoberfläche herangefahren. Es kommt somit zu einem mechanischen Kontakt zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche. Diese Betriebsart wird ausschließlich zur Messung von atomaren Kräften verwendet. Im Nichtkontaktmodus befindet sich die Messspitze im zeitlichen Mittel außerhalb der Reichweite der atomaren Kräfte, so dass elektrische und magnetische Kräfte gemessen werden können. In der Regel wird im Nicht-Kontaktmodus das Schwingungsverhalten der Messsonde ausgenutzt, um die Messempfindlichkeit zu erhöhen. Ein weiterer Vorteil des Nichtkontakt Modus ist die simultane Aufnahmemöglichkeit von mehreren

Kräften. So ist es z.B. möglich, die Messsonde bei einer bestimmten Frequenz mechanisch zum Schwingen anzuregen und über diese Schwingung die Topographie der Probe zu messen, während gleichzeitig bei einer anderen Frequenz die elektrische Kraft detektiert wird [Nonnenmacher et al. 1991].

### 2.1.1. Der Kontaktmodus

Im Kontaktmodus werden die atomaren Kraftwechselwirkungen  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  zwischen der Messspitze und der Probenoberfläche gemessen. Diese setzen sich aus attraktiven van-der-Waals Kräften und der repulsiven Pauli- und Coulombabstoßung zusammen. Das eindimensionale Lennard-Jones-Modell [Lennard Jones 1932] gibt die Abstandsabhängigkeit der atomaren Kraftwechselwirkungen  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  wie folgt an:

$$\vec{F}_{\text{Atom}} = \left[ \frac{k_{\text{abstoß}}}{z_0^{13}} - \frac{k_{\text{anzieh}}}{z_0^7} \right] \vec{e}_z \quad k_{\text{abstoß}}, k_{\text{anzieh}}: \text{werkstoffabhängige Konstanten (2.1-1)}$$

Dieses Modell kann für 3-dimensionale makroskopische Körper nur als grobe Näherung betrachtet werden. Zur Beschreibung des Funktionsprinzips der Topographiemessung mittels eines Rasterkraftmikroskops reicht es aber vollkommen aus. In Bild 2.1-2 ist der Verlauf der atomaren Kräfte nach Gl. 2.1-1 skizziert. Dabei bedeutet ein negatives Vorzeichen der atomaren Kraft  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  eine die Messspitze zur Probenoberfläche anziehende Kraft und ein positives Vorzeichen eine abstoßende Kraft. Man kann erkennen, dass die anziehenden atomaren Kräfte bei Messspitzen-Probenabständen im Nanometerbereich dominant sind, während die abstoßenden Kräfte im Subnanometerbereich überwiegen. Nähert man sich mit der Messspitze der Probenoberfläche an, so wird diese durch die attraktiven atomaren Kräfte bis in den Nulldurchgang der atomaren Kraft an die Probe herangezogen, sofern man nur die atomare Kraftwirkung auf die Messspitze betrachtet.

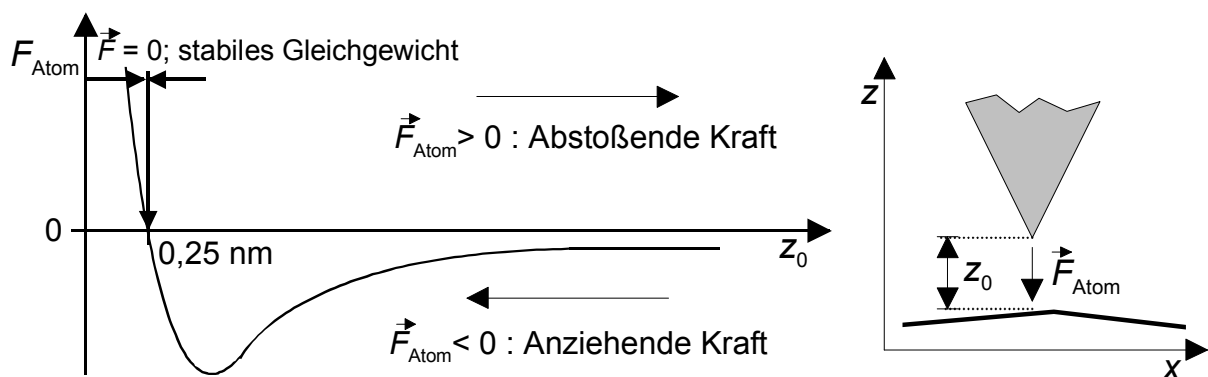


Bild 2.1-2: Verlauf der atomaren Kraftwirkung auf die Messspitze

Außer den atomaren Kräften wirkt noch die Gravitationskraft  $\vec{F}_{\text{Grav}}$  und die mechanische Rückstellkraft  $\vec{F}_{\text{mech}}$  des Hebelarms auf die Messspitze. Die Gravitationskraft  $\vec{F}_{\text{Grav}}$  kann als konstant angesehen werden und wird durch eine Grundausslenkung  $\Delta h_0$  des Hebelarms kompensiert. Die mechanische Rückstellkraft  $\vec{F}_{\text{mech}}$  wirkt jeder Auslenkung der Messsonde entgegen. Aufgrund der Gültigkeit des Hookschen Gesetzes ist sie direkt proportional zur Messsondenauslenkung  $\Delta h'$ . Die auf die Messspitze einwirkende Gesamtkraft  $\vec{F}_{\text{res}}$  ergibt sich aus der Addition der aufgeführten Kräfte:

$$\vec{F}_{\text{res}} = \vec{F}_{\text{Atom}} + c\Delta h' \vec{e}_z + \vec{F}_{\text{Grav}} \quad c: \text{Federkonstante der Messsonde} \quad (2.1-2)$$

Dabei ist  $\Delta h'$  die Auslenkung der Messsonde aus der Horizontalen. Diese setzt sich aus der Auslenkung  $\Delta h_0$  durch die Gravitationskraft  $\vec{F}_{\text{Grav}}$  und der Auslenkung  $\Delta h$  durch die atomaren Kräfte  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  zusammen. Interessiert nur die Auslenkung  $\Delta h$  der Messsonde aus ihrer Ruhelage, so kann die Gravitationskraft mit der durch sie bewirkten Grundausslenkung  $\Delta h_0$  verrechnet werden:

$$\vec{F}_{\text{res}} = \vec{F}_{\text{Atom}} + c\Delta h \vec{e}_z \quad (2.1-3)$$

Die physikalisch möglichen Messsonden-Probenabstände  $z_0$  erhält man über die Nullstellen der Gesamtkraft  $\vec{F}_{\text{res}}$ . Stabile Arbeitspunkte sind durch Nulldurchgänge gegeben, während instabile Arbeitspunkte keinen Vorzeichenwechsel der Kraft besitzen.

Soll das Rasterkraftmikroskop im Kontaktmodus betrieben werden, so wird die Messspitze an die Probenoberfläche herangefahren bis die atomaren Kräfte  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  sie in den Nulldurchgang der resultierenden Kraft  $\vec{F}_{\text{res}} = 0$  bewegen. Dieser Nulldurchgang ist der Arbeitspunkt der Messspitze im Kontaktmodus. Wird die Messsonde über eine relativ ebene Probenoberfläche bewegt, so kann dieser Arbeitspunkt nicht verlassen werden. Nimmt der Messspitzen-Probenabstand  $z_0$  aufgrund eines abfallenden Probenprofils zu, so wird die resultierende Kraft  $\vec{F}_{\text{res}}$  kleiner Null (siehe Bild 2.1-2). Die Messspitze wird also näher an die Probenoberfläche herangezogen bis sie den Arbeitspunkt wieder erreicht hat. Bei steigendem Probenprofil wird die resultierende Kraft  $\vec{F}_{\text{res}}$  größer Null, so dass die Messspitze von der Probenoberfläche weggedrückt wird, bis sie sich wieder im Arbeitspunkt befindet. Die Messspitze fährt somit die Proben topographie mit hoher Genauigkeit in konstantem Messspitzen-Probenabstand  $z_0$  nach, und es kann über die Detektion der Messsondenauslenkung  $\Delta h$  der Verlauf der Proben topographie ermittelt werden. Bei einer Probe mit sehr ausgeprägtem Höhenprofil kann es jedoch passieren, dass die Auslenkung  $\Delta h$  der Messsonde derart zunimmt, dass die Rückstellkraft  $\vec{F}_{\text{mech}}$  stärker als die maximale atomare Anziehungskraft wird. In diesem Fall gibt es keinen Nulldurchgang der resultierenden

Gesamtkraft  $\vec{F}_{\text{res}}$  mehr, so dass die Messspitze den Kontaktmodus verläßt und dann nicht mehr der Proben topographie folgen kann. Deshalb wird zur Bestimmung beliebiger Proben topographien eine Abstandsregelung verwendet, welche die Messsondenauslenkung  $\Delta h$  konstant hält. Diese Abstandsregelung sorgt dafür, dass die Messsonde immer solange der Probenoberfläche angenähert bzw. von ihr wegbewegt wird, bis sich die Sollauslenkung  $\Delta h_{\text{soll}}$  eingestellt hat. Auf diese Weise wird verhindert, dass die mechanische Rückstellkraft  $\vec{F}_{\text{mech}}$  zu groß wird. Bei Messungen mit Abstandsregelung steckt die Topographieinformation nicht mehr in der Messsondenauslenkung  $\Delta h$ , diese bleibt ja während der Messung konstant, sondern im Regelsignal  $z_T$  (siehe Bild 2.1-3).

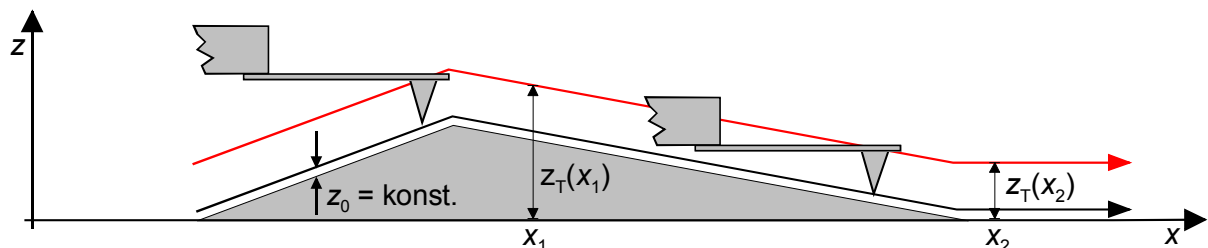


Bild 2.1-3: Topographiemessung im Kontaktmodus mit Abstandsregelung

Der Kontaktmodus besitzt eine Reihe von Nachteilen. So ist es aufgrund des extrem kleinen Messspitzen-Probenabstands  $z_0$  nahezu unmöglich, andere Kraftwechselwirkungen als die atomare Kraft  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  zu detektieren. Außerdem berührt die Messspitze die Probenoberfläche. Gerade bei Messungen kleinster Strukturen, die in der Regel sehr anfällig gegen mechanische Belastungen sind, ist eine kontaktlose Messung wünschenswert. Ein weiterer Nachteil ist das schlechte Signal-Rauschleistungsverhältnis. So gehen in das Messsignal alle möglichen Schwingungen der Messsonde wie z.B. Luftbewegungen mit ein. Trotz dieser Nachteile wird der Kontaktmodus aufgrund der Möglichkeit, sehr schnell und mit minimalem Aufwand Topographien bestimmen zu können, immer noch häufig angewendet.

## 2.1.2. Der Nicht-Kontaktmodus

Für Messungen nicht atomarer Kräfte ist die Betriebsart des Nichtkontaktmodus zwingend erforderlich, um die Beeinflussung der Messergebnisse durch die atomaren Kräfte  $\vec{F}_{\text{Atom}}$  minimal zu halten. Es ist aber auch möglich, atomare Kräfte im Nichtkontaktmodus zu detektieren. Diese Messungen laufen wie es der Name schon aussagt ohne Kontakt der Messspitze mit der Probe ab, so dass eine zerstörungsfreie, kontaktlose Messung gewährleistet ist.

Im Nicht-Kontaktmodus wird ausgenutzt, dass die Messsonde ein schwingungsfähiges System darstellt. Die Messsonde kann als gedämpftes Feder-Masseschwingungssystem aufgefasst werden, welches bei Einwirkung einer externen, periodischen Kraft  $F_e$  eine erzwungene Schwingung  $z(t)$  ausführt (siehe Bild 2.1-4).

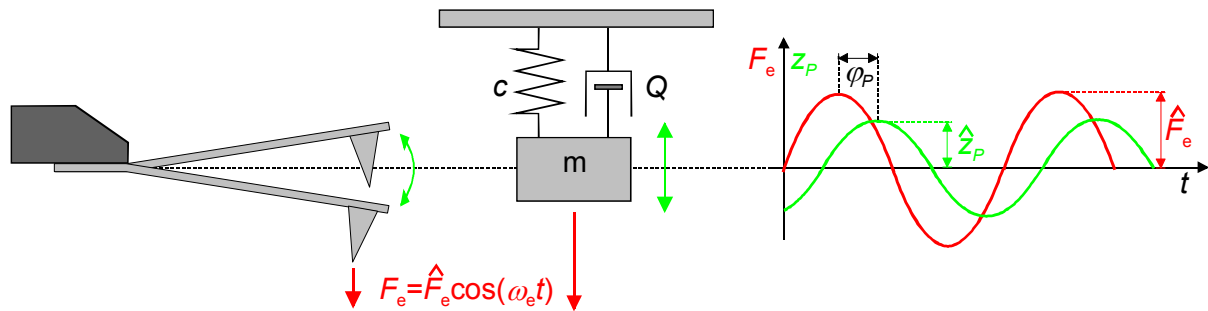


Bild 2.1-4: Erzwungene Schwingung eines gedämpften Feder-Massesystems

Die Differenzialgleichung (DGL) der erzwungenen Schwingung eines gedämpften Feder-Masse-Schwingungssystems lautet folgendermaßen [Hering et al. 1992]:

$$\ddot{z} + \frac{\omega_0 \dot{z}}{Q} + \omega_0^2 z = \frac{\hat{F}_e \cos(\omega_e t)}{m} \quad (2.1-4)$$

Dabei ist  $Q$  die Güte des Schwingungssystems und  $\omega_0$  die Eigenfrequenz des ungedämpften Feder-Masse-Schwingungssystems. Gleichung 2.1-4 ist eine inhomogene DGL, deren Lösung sich aus der Lösung  $z_h(t)$  der zugehörigen homogenen DGL und einer partikulären Lösung  $z_p(t)$  zusammensetzt. Soll nur der eingeschwungene Zustand betrachtet werden, so genügt die Berechnung der partikulären Lösung  $z_p(t)$ . Diese erhält man über den Ansatz:

$$z_p(t) = \hat{z}_p \cos(\omega_e t + \varphi_p) \quad (2.1-5)$$

Wird Gleichung 2.1-5 in die DGL eingesetzt, so erhält man unter Verwendung des Kreisfrequenzverhältnisses  $\eta$  und der Federkonstanten  $c$  für die Schwingungsamplitude  $\hat{z}_p$  und -phase  $\varphi_p$  die folgenden Zusammenhänge:

$$\hat{z}_p = \frac{\hat{F}_e}{c \sqrt{(1 - \eta^2)^2 + (\eta Q^{-1})^2}} \quad \text{mit } c = m \omega_0^2 \quad \text{und} \quad \eta = \frac{\omega_e}{\omega_0} \quad (2.1-6)$$

$$\varphi_p = -\arctan \left[ \frac{\eta}{(1 - \eta^2) Q} \right] \quad (2.1-7)$$

Wirkt eine weitere Kraft auf das durch Gl. 2.1-4 beschriebene Feder-Masseschwingungssystem, so ändert sich die Güte  $Q$  und damit auch die Amplitude und die Phase der Schwingung  $z_p(t)$  im eingeschwungenen Zustand (siehe Gl. 2.1-6 und 2.1-7). Diese Abhängigkeit der Amplitude und Phase der Schwingung  $z_p(t)$  von

der Güte  $Q$  kann nun zur Detektion von Kräften im Nicht-Kontaktmodus ausgenutzt werden. Dazu wird die Messsonde zum Schwingen angeregt und über die Änderung der detektierten Schwingungsamplitude bzw. Schwingungsphase auf die am Messpunkt wirksame Kraftwechselwirkung zurück geschlossen. So wird zur Topographiemessung im Nichtkontaktmodus die Messsonde mechanisch zum Schwingen angeregt und soweit an die Probenoberfläche herangebracht bis im unteren Umkehrpunkt der Schwingung die atomaren Kräfte auf die Messspitze wirken und somit die Güte  $Q$  beeinflussen. Je nach Meßanordnung kann jetzt auf eine konstante Schwingungsamplitude oder -phase geregelt werden. Über das Regelsignal erhält man dann die Topographieinformation.

Zur Ermittlung geeigneter Anregungsfrequenzen  $\omega_e$  ist in Bild 2.1-5 der mit Gl. 2.1-6 und 2.1-7 berechnete Frequenzverlauf der Schwingungsamplitude und -phase für verschiedene Güten  $Q$  graphisch dargestellt. Hier wird ersichtlich, dass bei der Bestimmung der Kraftwechselwirkung über die Detektion der Schwingungsamplitude die Eigenfrequenz der Messsonde ( $\eta = 1$ ) als Anregung gewählt werden sollte. Auf diese Weise wird eine maximale Amplitudenänderung bei Variation der Güte und damit die maximale Messempfindlichkeit erreicht. Bei der Bestimmung der Kraftwechselwirkung über die Detektion der Schwingungsphase sollte eine Anregungsfrequenz  $\omega_e$  in der Nähe der Eigenfrequenz gewählt werden. Die Eigenfrequenz selbst kann nicht verwendet werden, da hier die Phase unabhängig vom Dämpfungsgrad immer den Wert  $-90^\circ$  annimmt (siehe Bild 2.1-5).

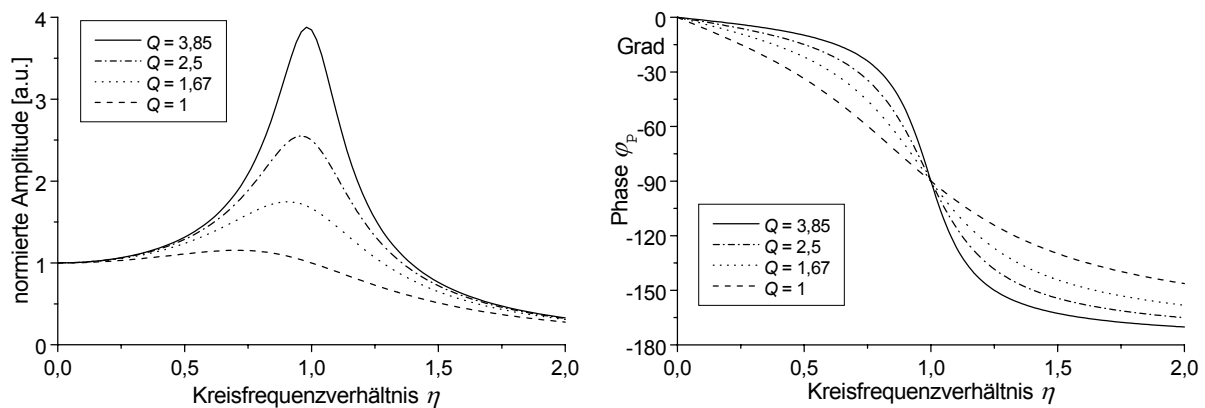


Bild 2.1-5: Frequenzverlauf der Schwingungsamplitude und -phase für verschiedene Güten  $Q$

Bei Messungen unter Vakuumbedingungen ergeben sich extrem hohe Güten für die Messsonde, welche im Bereich von 50000 liegen können [Albrecht et al. 1990]. Dies führt zu langen Einschwingdauern des Schwingungssystems und damit zu einer sehr begrenzten Bandbreite des Messsystems. In diesem Fall muss die homogene Lösung der DGL (Gl. 2.1-4) betrachtet werden [Hering et al. 1992]:

$$z_h(t) = \hat{z}_h e^{-\delta t} \cos(\omega_h t + \varphi_h) \quad \text{mit: } \delta = \frac{\omega_0}{2Q} \quad (2.1-8)$$

Die Formel für die Frequenz  $\omega_h$  der homogenen Lösung lautet [Hering et al. 1992]:

$$\omega_h = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{1}{4Q^2}} \quad (2.1-9)$$

Gl. 2.1-9 zeigt, dass die Frequenz  $\omega_h$  der homogenen Lösung von der Güte  $Q$  abhängig ist. Demnach kann entsprechend der Vorgehensweise bei der Amplituden- bzw. Phasendetektion über die Frequenz  $\omega_h$  der homogenen Lösung auf die Kraftwechselwirkung zwischen Messspitze und der Probe zurück geschlossen werden [Albrecht et al. 1990].



## 2.2. Prinzip der elektrischen Kraftmikroskopie (EKM)

Bei der elektrischen Kraftmikroskopie wird eine elektrisch leitfähige Rasterkraftmikroskopiemesssonde verwendet, um über die Detektion der weitreichenden elektrischen Kraftwechselwirkungen  $\vec{F}_{el}$  Informationen über je nach Anwendung unterschiedliche elektrische Probengrößen zu erhalten (siehe Bild 2.2-1). In den meisten Fällen handelt es sich dabei um die Messung von statischen Potenzialverteilungen  $U_P(x,y)$  [Said et al. 1994, Jacobs et al. 1997], dynamischen elektrischen Spannungen  $u_P(t,x,y)$  [Bridges und Thomson 1991, Böhm et al. 1994] sowie von Austrittsarbeitsverläufen  $\phi_P(x,y)$  [Nonnenmacher et al. 1991, Sommerhalter 1999]. Die EKM Messungen erfolgen immer im Nichtkontaktmodus, um eine Verfälschung der Messergebnisse durch atomare Kräfte  $\vec{F}_{Atom}$  sowie evtl. unerwünschte Tunnelströme zwischen der Messspitze und der Probe zu minimieren.

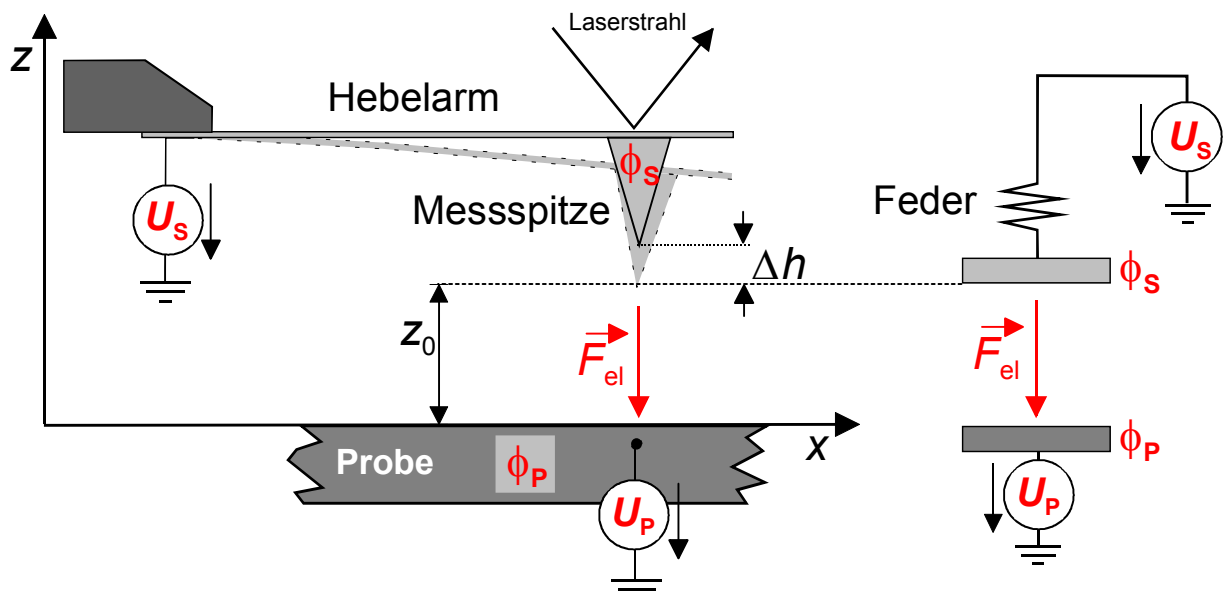


Bild 2.2-1: Prinzip der elektrischen Kraftmikroskopie und Plattenkondensatormodell

Zur Berechnung der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  zwischen Messsonde und Probe wird das sogenannte Prinzip der virtuellen Verschiebung angewendet. Dabei wird in einem Gedankenexperiment die Messsonde um ein infinitesimal kleines Wegstück  $dz$  in ihre Auslenkungsrichtung verschoben und über die Energieänderung  $dW_{el}$  des elektrischen Feldes zwischen der Messsonde und der Probe die Kraft  $\vec{F}_{el}$  bestimmt. Die Kraft entspricht dann dem negativen Gradienten der elektrischen Energie  $W_{el}$  des Feldes [Wolff 1997]:

$$\vec{F}_{el} = -\text{grad}(W_{el}) = -\frac{dW_{el}}{dz} \vec{e}_z \quad (2.2-1)$$

Befindet sich noch eine Spannungsquelle zwischen der Messsonde und der

Probe, so ist außer der Energieänderung des elektrischen Feldes noch die von der Spannungsquelle aufgebrauchte Energie in Gl. 2.2-1 zu berücksichtigen. In diesem Fall ergibt sich für die elektrische Kraft auf die Messsonde der folgende Ausdruck [Weaver 1991, Bloom 1994, Wolff 1997]:

$$\vec{F}_{\text{el}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} U^2 \vec{e}_z \quad (2.2-2)$$

Dabei ist  $C$  die Kapazität der Messsonden-Probenanordnung und  $U$  die Potenzialdifferenz zwischen der Messsonde und der Probe. Reduziert man die in die Kapazität  $C$  eingehende Fläche auf der Messsondenseite auf die Fläche des Messspitzenendes  $A_S$  und auf der Probenseite auf die Projektion des Messspitzenendes auf die Probenoberfläche  $A_P=A_S$ , so erhält man eine einfache Plattenkondensatoranordnung (siehe Bild 2.2-1), für welche die elektrische Kraftwechselwirkung  $\vec{F}_{\text{el}}$  leicht berechnet werden kann.

$$\vec{F}_{\text{el}} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{A_S \epsilon}{z^2} U^2 \vec{e}_z \quad (2.2-3)$$

Aufgrund des negativen Vorzeichens zieht die elektrische Kraft  $\vec{F}_{\text{el}}$  die Messsonde zur Probenoberfläche hin. Präzise Aussagen bezüglich des Verhaltens der elektrischen Kraftwechselwirkung sind mit dem auf Gl. 2.2-3 basierenden sogenannten Plattenkondensatormodell [Sarid 1991, Leyk 1998] nicht möglich. Außer dem Plattenkondensatormodell existieren weitere analytische Modelle, welche die elektrische Kraft  $\vec{F}_{\text{el}}$  für eine kugel- [Sarid 1991] oder kegelförmige [Hou 1995, Hou et al. 1996] Messsonde berechnen. Allerdings ist allen diesen analytischen Modellen gemein, dass sie nur für spezielle Messsonden-Probenanordnungen gelten und auch dann noch relativ ungenau sind. So konnte sowohl experimentell [Wittpahl et al. 1998, Behnke et al. 2000] als auch mittels von Simulationen [Jacobs et al. 1998] gezeigt werden, dass der Hebelarm der Messsonde einen nicht unerheblichen Einfluss auf die elektrische Kraftwechselwirkung zwischen der Messsonde und der Probe besitzt. Daher wird bei den weiteren Betrachtungen keines dieser Modelle verwendet, sondern immer von der allgemeinen Formel (Gl. 2.2-2) ausgegangen, in welcher die komplette Geometrie der Messsonden-Probenanordnung berücksichtigt wird.

Die mittels der EKM untersuchten elektrischen Größen befinden sich alle in dem Potenzialterm  $U$  von Gl. 2.2-2. Aufgrund dessen wird im Folgenden die Zusammensetzung dieses Terms betrachtet. Ausgangspunkt soll eine elektrisch unbeschaltete, metallische Messsonde mit der Austrittsarbeit  $\phi_S$  sein, welche sich über einer ebenfalls unbeschalteten metallischen Probenoberfläche mit der Austrittsarbeit  $\phi_P$  befindet (siehe Bild 2.2-2). Solange sich die Messsonde und die Probe nicht in

elektrischem Kontakt befinden, sind beide Elektroden der Messsonden-Proben-Kondensatoranordnung elektrisch neutral. Dies bedeutet, dass sich kein elektrisches Feld zwischen den Elektroden befindet und folglich der Gradient der elektrischen Energie und damit die elektrische Kraft  $\vec{F}_{el}$  gleich Null ist.

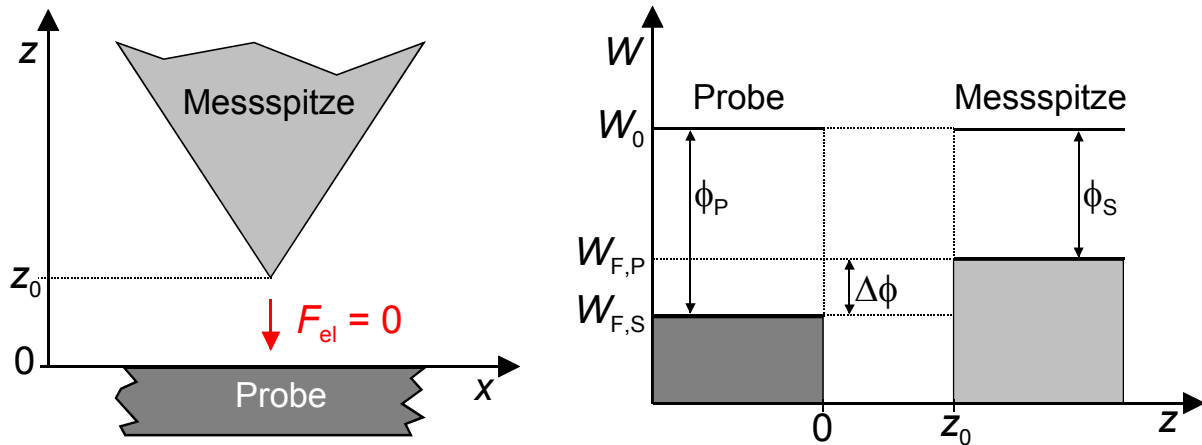


Bild 2.2-2: Bandstruktur der Messsonden-Probenanordnung; Messsonde und Probe befinden sich nicht in elektrischem Kontakt und sind nicht beschaltet

Bringt man jetzt die Messsonde und die Probe in elektrischen Kontakt, so fließen Elektronen vom Metall mit der geringeren Austrittsarbeit bzw. der höheren Fermienergie  $W_F$  zum Metall mit der höheren Austrittsarbeit. In unserem Beispiel (siehe Bild 2.2-3) also von der Messsonde zur Probe. Durch den Elektronenfluss findet eine Aufladung der beiden Elektroden statt bis sich die Fermienergien der beiden Metalle aneinander angeglichen haben:  $W_{F,S} = W_{F,P}$ .

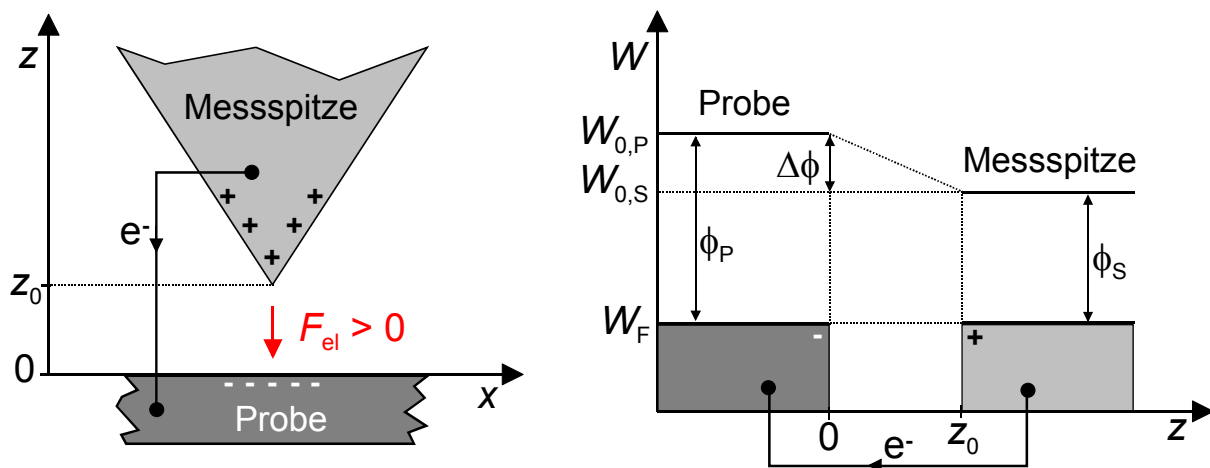


Bild 2.2-3: Bandstruktur der Messsonden-Probenanordnung; Messsonde und Probe befinden sich in elektrischem Kontakt und sind nicht elektrisch beschaltet

Beide Kondensatorelektroden sind jetzt nicht mehr elektrisch neutral, da sich die Vakuumenergien  $W_0$  der beiden Metalle um die Differenz  $\Delta\phi$  der Austrittsarbeiten gegeneinander verschoben haben. In diesem Fall entspricht der Potenzialterm  $U$  in Gl.

2.2-2 dem Quotienten aus der Differenz  $\Delta\phi$  der Austrittsarbeiten und der elektrischen Elementarladung  $e$  [Jacobs et al. 1997]:

$$\vec{F}_{\text{el}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \left( \frac{\Delta\phi}{e} \right)^2 \vec{e}_z \quad \text{mit: } \Delta\phi = \phi_P - \phi_S \quad (2.2-4)$$

Legt man zwischen die Messsonde und die Probe noch eine elektrische Spannung  $U_{\text{SP}}$  an, welche sich aus der Differenz der Messsondenspannung  $U_S$  und der Probenspannung  $U_P$  zusammensetzt, so werden die Fermieenergien der beiden Metalle um  $eU_{\text{SP}}$  gegeneinander verschoben (siehe Bild 2.2-4).

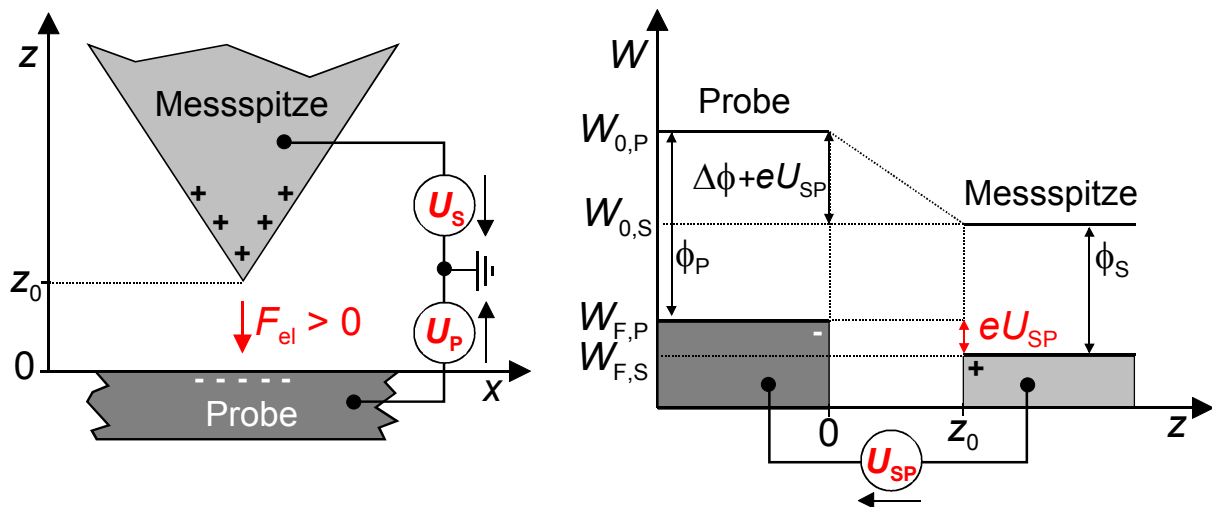


Bild 2.2-4: Bandstruktur der Messsonden-Probenanordnung; Messsonde und Probe befinden sich in elektrischem Kontakt und sind elektrisch beschaltet

Jetzt entspricht die Differenz zwischen den Vakuumenergien der beiden Metalle der Summe aus der Differenz der Austrittsarbeiten und der Messsonden-Probenspannung. Damit muss der Potenzialterm  $U$  in Gl. 2.2-4 wie folgt erweitert werden:

$$\vec{F}_{\text{el}} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \left( U_{\text{SP}} + \frac{\Delta\phi}{e} \right)^2 \vec{e}_z = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \left( U_S - U_P + \frac{\Delta\phi}{e} \right)^2 \vec{e}_z \quad (2.2-5)$$

Gl. 2.2-5 gibt den Zusammenhang zwischen der über die Messsondenauslenkung  $\Delta h$  detektierten elektrischen Kraftwechselwirkung  $\vec{F}_{\text{el}}$  und den eigentlichen Messgrößen, also der Probenspannung  $U_P$  bzw. der Austrittsarbeit  $\phi_P$  der Probe an. Sie kann daher als Grundgleichung der EKM bezeichnet werden.

Bisher wurde von einer metallischen Probe und einer metallischen Messsonde ausgegangen. In diesem Fall ist die Kapazität  $C$  der Messsonden-Probenanordnung unabhängig von der angelegten Spannung, da die Ladung auf den Kondensatorelektroden proportional zum Potenzialterm  $U$  ist:

$$\frac{dC}{dU} = 0 \quad (2.2-6)$$

Damit setzt sich die elektrische Kraftwechselwirkung  $\vec{F}_{el}$  aus einem potenzialunabhängigen Faktor  $k$ , welcher die Ableitung der Messsonden-Probenkapazität  $C$  nach der  $z$ -Koordinate beinhaltet, und einem potenzialabhängigen Faktor, welcher durch das Quadrat des Potenzialterms  $U$  gegeben ist, zusammen.

$$\vec{F}_{el} = \frac{1}{2} \cdot \frac{dC}{dz} \left( U_S - U_P + \frac{\Delta\phi}{e} \right)^2 \vec{e}_z = kU^2 \vec{e}_z \quad (2.2-7)$$

Befindet sich eine metallische Messsonde über einer Halbleiterprobe, so gilt Gl. 2.2-6 nicht. Die Messsonden-Probenanordnung entspricht nun einer sogenannten MIS-Struktur (Metal-Insulator-Semiconductor), welche bei unterschiedlichen Austrittsarbeiten zu einer Bandverbiegung im Halbleiter führt. In Bild 2.2-5 wird dies am Beispiel einer n-dotierten Halbleiterprobe, welche eine niedrigere Austrittsarbeit als die metallische Messsonde besitzt, demonstriert.

Wie bei der Metall-Isolator-Metall Anordnung (siehe Bild 2.2-3) fließen solange Elektronen von dem Material mit der geringeren Austrittsarbeit (Probe) zum Material mit der höheren Austrittsarbeit (Messsonde) bis sich die Fermienergien angeglichen haben. Im n-Halbleiter verbleiben in Oberflächennähe die positiv ionisierten Donatoren, so dass eine positiv geladene Raumladungszone RLZ entsteht. Innerhalb dieser Raumladungszone ist aufgrund der Bandverbiegung ein elektrisches Feld vorhanden. Bei der Berechnung der elektrischen Kraft über den Gradienten der elektrischen Energie (Gl. 2.2-1) muss deshalb die in der Raumladungszone vorhandene Energie mitberücksichtigt werden.

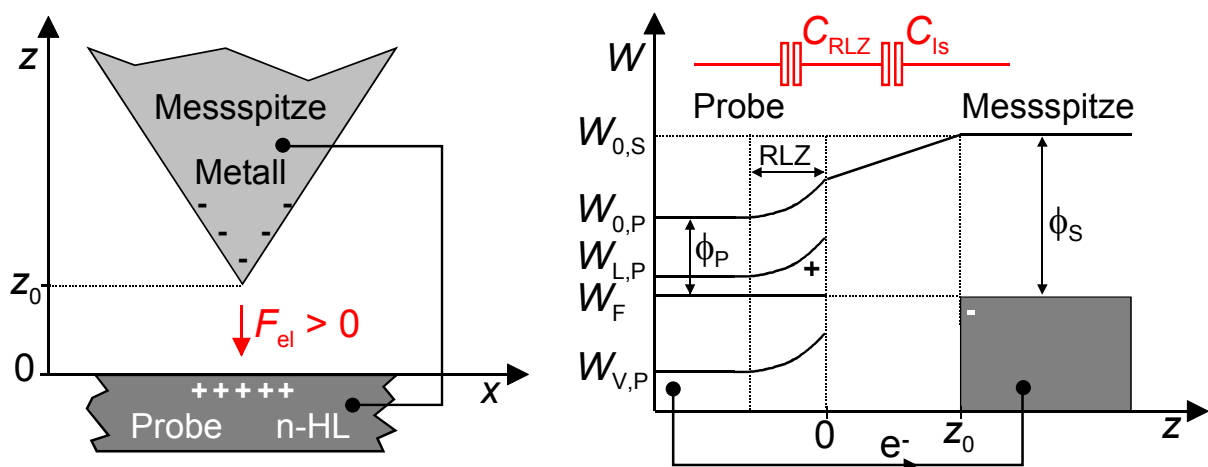


Bild 2.2-5: Bandstruktur der elektrisch kontaktierten Messsonden-Probenanordnung mit  $\phi_M > \phi_P$ , wobei die Messsonde metallisch und die Probe ein n-Halbleiter ist

Dies geschieht indem man die Kapazität  $C$  der Messsonden-Probenanordnung als eine Reihenschaltung aus einer spannungsunabhängigen Kapazität  $C_{\text{Is}}$  zwischen der Metall- und der Halbleiteroberfläche und einer spannungsabhängigen Kapazität  $C_{\text{RLZ}}$  in der Raumladungszone des Halbleiters annimmt [Heime, Müller 1997]. Die Ausdehnung der Raumladungszone und damit auch die Kapazität  $C_{\text{RLZ}}$  ist stark vom Potenzialterm  $U$  abhängig (siehe Bild 2.2-6), so dass die elektrische Kraft nicht mehr ohne weiteres als Produkt eines Geometriefaktors  $k$  sowie eines potenzialabhängigen Faktors  $U^2$  angegeben werden kann. Genauere Berechnungen bezüglich der elektrischen Kraftwechselwirkung zwischen einer metallischen Messsonde und einer Halbleiterprobe findet man bei [Hudlet et al. 1995].

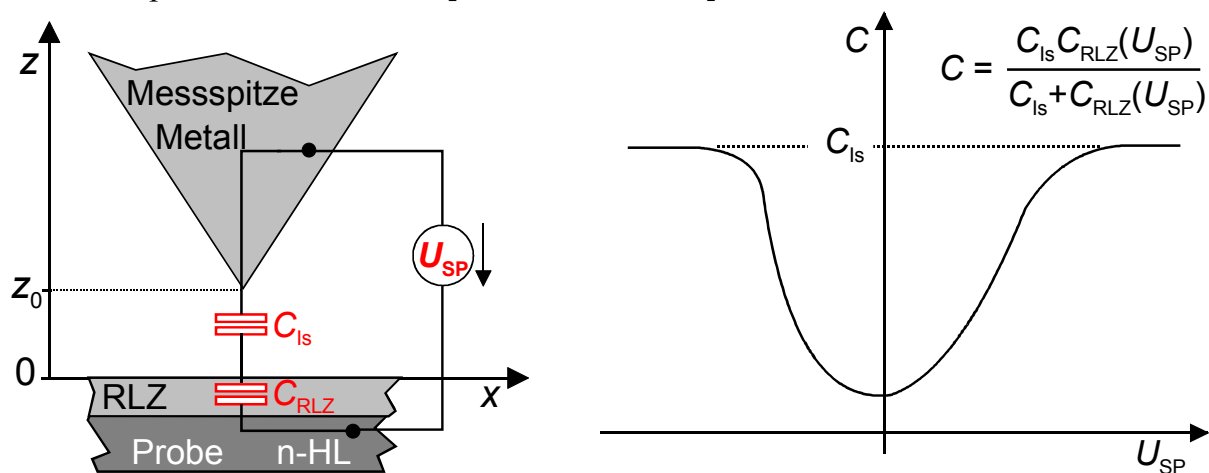


Bild 2.2-6: Spannungsabhängigkeit der Kapazität  $C$  der MIS-Struktur

### 2.3. Verfahren zur Messung statischer elektrischer Größen

Bei den statischen EKM-Messungen werden zeitlich unveränderliche elektrische Spannungen  $U_P(x,y)$  und Austrittsarbeiten  $\phi_P(x,y)$  orts aufgelöst ermittelt. Zur Verbesserung des Signal-Rauschleistungsverhältnisses wird dabei über eine geschickte elektrische Beschaltung der Messsonde zusätzlich ein dynamischer Term  $F_{el}(\omega)$  in der elektrischen Kraft erzeugt, welcher die gewünschte elektrische Größe enthält. Dieser Kraftterm kann dann mit Hilfe der Lock-In-Technik schmalbandig detektiert werden. Im Folgenden sollen die verschiedenen Messanordnungen, welche zur Messung statischer elektrischer Größen mittels der EKM genutzt werden können, erläutert werden.

Ausgangspunkt der Berechnung von ortsabhängigen elektrischen Kraftverläufen ist Gl. 2.2-7. Geht man vom allgemeinen Fall aus, kann sowohl die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  als auch das extern an die Probe angelegte Potenzial  $U_P(x,y)$  ortsabhängig sein. Damit ergibt sich für den elektrischen Kraftverlauf nach Gl. 2.2-7 der Zusammenhang:

$$\vec{F}_{el}(x,y) = k(x,y,z_0) \cdot \left[ u_S - U_P(x,y) + \frac{\Delta\phi(x,y)}{e} \right]^2 \vec{e}_z \quad (2.3-1)$$

Hier ist anzumerken, dass der Ansatz, eine räumlich inhomogene Potenzialverteilung  $U_P(x,y)$  bzw. Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  in Gl. 2.2-7 einzusetzen nicht ganz korrekt ist. Gl. 2.2-7 wurde nämlich unter der Voraussetzung, dass es sich um zwei Elektroden mit homogenen Potenzialen handelt, hergeleitet. In der Literatur [Nonnenmacher et al. 1991, Said et al. 1994, Böhm 1994, Müller 1998, Leyk 1998, Sommerhalter 1999] findet man jedoch fast immer diesen Ansatz, welcher bei den statischen Messungen sicherlich in vielen Fällen als gute Näherung verwendet werden kann. Bei unerwarteten Messwertabweichungen von den theoretisch zu erwartenden Resultaten sollte der Ansatz allerdings als mögliche Fehlerquelle in Betracht gezogen werden.

In Gl. 2.3-1 sind zwei ortsabhängige Größen im potenzialabhängigen Faktor der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  enthalten, so dass nur die Differenz von Austrittsarbeitsdifferenz und Probenpotenzial  $\Delta\phi(x,y)/e - U_P(x,y)$  ermittelt werden kann. Um ein interpretierbares Messergebnis zu erhalten, ist daher darauf zu achten, dass jeweils eine dieser beiden Größen ortsunabhängig ist. Bei Potenzialmessungen muss demnach die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi \neq f(x,y)$  konstant gehalten werden und umgekehrt bei Austrittsarbeitsmessungen die Potenzialverteilung  $U_P \neq f(x,y)$  unabhängig vom Ort sein.

Da in Gl. 2.3-1 die Potenzialverteilung  $U_P(x,y)$  und die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  gleichwertig sind, entsprechen sich auch die Verfahren zur Ermittlung dieser

Größen. Im Folgenden wird sich daher auf die Betrachtung der Verfahren zur Messung von Austrittsarbeitdifferenzen  $\Delta\phi(x,y)$  beschränkt. Zur Vereinfachung wird dabei angenommen, dass an die Probe keine externe Gleichspannung angelegt ist. Damit lautet der Zusammenhang für die elektrische Kraft:

$$\vec{F}_{el}(x,y) = k(x,y,z_0) \cdot \left[ u_s + \frac{\Delta\phi(x,y)}{e} \right]^2 \vec{e}_z \quad (2.3-2)$$

Grundsätzlich kann zwischen den Messungen mit und ohne Nullkraftregelung unterschieden werden. In der Praxis werden überwiegend Verfahren, welche auf der Nullkraftregelung basieren, wie die Kelvinsondenkraftmikroskopie [Nonnenmacher et al. 1991, Mäckel 1993] und die Maxwell-Stress-Mikroskopie [Yokoyama et al. 1994] eingesetzt. Hauptvorteil dieser Verfahren ist die Unabhängigkeit des Messergebnisses von der Kapazität  $C$  der Messsonden-Probenanordnung. Dennoch soll hier auch die Messung von Austrittsarbeitdifferenzen  $\Delta\phi(x,y)$  ohne Nullkraftregelung erläutert werden. Gerade für Messungen, welche keine absoluten Werte für die Austrittsarbeit erfordern, bietet sich dieses Verfahren aufgrund des einfachen Messaufbaus ohne Regelkreis an.

### 2.3.1. Messungen ohne Nullkraftregelung

Bei den Messungen ohne Nullkraftregelung wird der Amplitudenverlauf eines dynamischen Terms  $F_{el}(\omega)$  in der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  ermittelt, welcher die Information über die Austrittsarbeitdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  enthält. Zur Erzeugung dieses dynamischen Kraftterms wird eine niederfrequente elektrische Wechselspannung  $u_s = \hat{u}_s \cos(\omega_{el}t)$  an die Messsonde angelegt (siehe Bild 2.3-1).

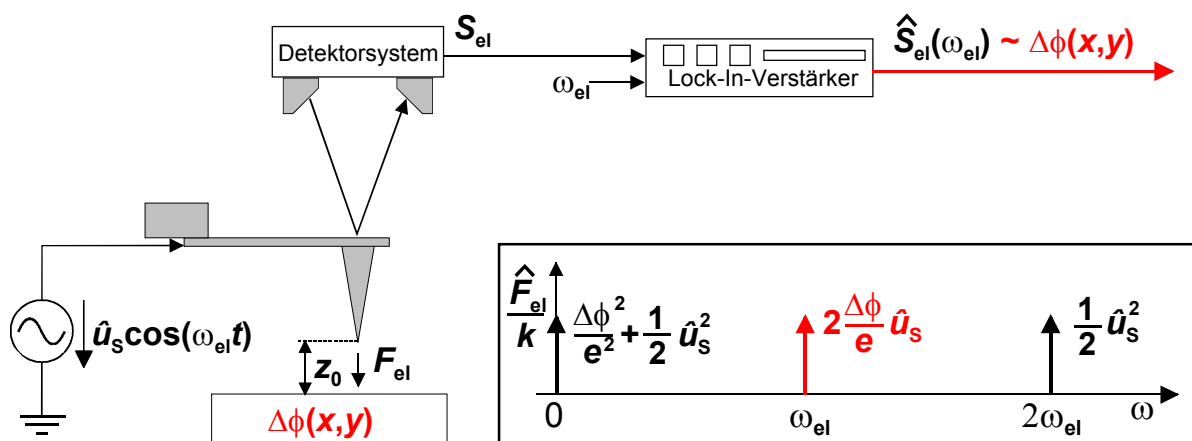


Bild 2.3-1: Messaufbau bei qualitativen Austrittsarbeitmessungen

Setzt man die Messsondenspannung  $u_s$  in Gl. 2.3-2 ein und multipliziert das Spannungsquadrat aus, so erhält man einen zur Austrittsarbeitdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$



proportionalen elektrischen Kraftterm  $F_{el}(\omega_{el})$  bei der elektrischen Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$ :

$$F_{el}(\omega_{el}) = 2k(x, y, z_0) \cdot \frac{\Delta\phi(x, y)}{e} \cdot \hat{u}_S \cos(\omega_{el}t) \quad (2.3-3)$$

Wird gewährleistet, dass sich der Geometriefaktor  $k(x, y, z_0)$  während der Messung praktisch nicht verändert, gibt der Verlauf der Amplitude des elektrischen Kraftterms  $F_{el}(\omega_{el})$  den qualitativen Verlauf der Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x, y)$  wieder:

$$\hat{F}_{el}(\omega_{el}) = 2k \cdot \frac{\Delta\phi(x, y)}{e} \hat{u}_S \propto \Delta\phi(x, y) \text{ wenn } k \neq f(x, y) \text{ und } z_0 = \text{konst.} \quad (2.3-4)$$

Als Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$  bietet sich die mechanische Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde an, da auf diese Weise die maximale Messempfindlichkeit erzielt wird. Eine weitere Verbesserung des Messsignals kann durch die Erhöhung der Amplitude  $\hat{u}_S$  der Messsondenspannung erreicht werden.

Die Hauptursache für ungenaue Messergebnisse liegt bei der qualitativen Austrittsarbeitsmessung nach Bild 2.3-1 in der Variation des Messspitzen-Probenabstands  $z_0$  während der Messung. Gerade bei Messungen mit sehr geringen Messsonden-Probenabständen ist der Geometriefaktor  $k(x, y, z_0)$  extrem empfindlich gegenüber Veränderungen von  $z_0$ . Durch die Verwendung einer Abstandsregelung kann diese Fehlerquelle minimiert werden. Es ist aber auch möglich, den Geometriefaktor  $k(x, y, z_0)$  synchron zur Messung der Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x, y)$  zu ermitteln [Müller et al. 1997]. Berechnet man für die beschriebene Messanordnung die Amplitude  $\hat{F}_{el}(2\omega_{el})$  des elektrischen Kraftterms bei der doppelten elektrischen Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$ , so ergibt sich eine Gleichung, in welcher der Geometriefaktor  $k(x, y, z_0)$  die einzige Unbekannte darstellt:

$$\hat{F}_{el}(2\omega_{el}) = \frac{1}{2} k(x, y, z_0) \cdot \hat{u}_S^2 \quad (2.3-5)$$

Hat man also Zugriff auf die elektrischen Kraftterme bei der einfachen und doppelten Anregungsfrequenz, so kann durch Auflösen von Gl. 2.3-5 nach  $k(x, y, z_0)$  und anschließendes Einsetzen in Gl. 2.3-4 der quantitative Verlauf der Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x, y)$  unabhängig vom Geometriefaktor  $k(x, y, z_0)$  berechnet werden:

$$\frac{\Delta\phi}{e} = \frac{\hat{F}_{el}(\omega_{el})}{4\hat{u}_S \hat{F}_{el}(2\omega_{el})} \quad (2.3-6)$$

Für die quantitative Messung von Austrittsarbeiten muss in den Messaufbau der qualitativen Austrittsarbeitsmessung (Bild 2.3-1) lediglich ein zweiter Lock-In-Verstärker integriert werden, welcher die Amplitude der Messsondenschwingung bei der doppelten Anregungsfrequenz auswertet (siehe Bild 2.3-2). Die Ausgangssignale der beiden Lock-In-Verstärker werden dann so miteinander verschaltet, dass Gl. 2.3-6 nachgebildet wird.

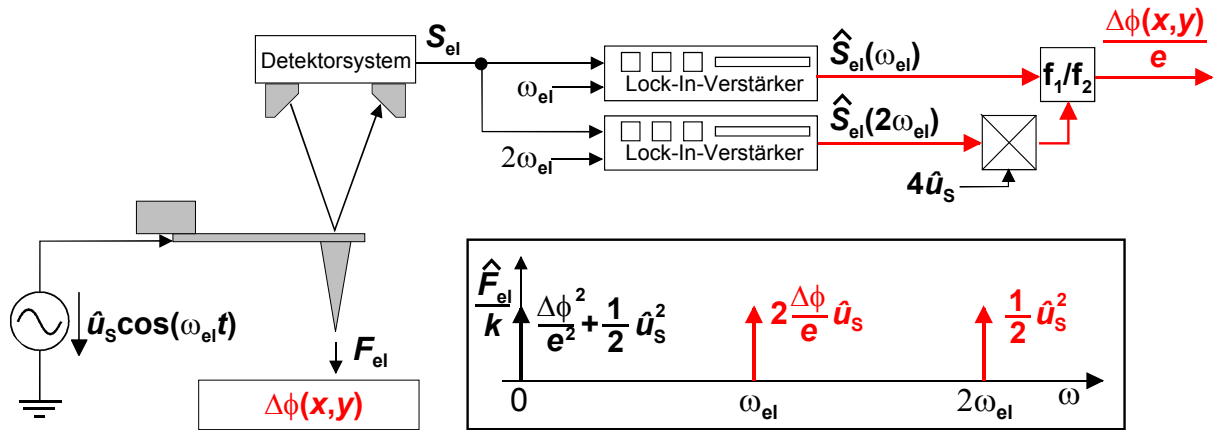


Bild 2.3-2: Messaufbau bei quantitativen Austrittsarbeitsmessungen ohne Nullkraftregelung

Bei der quantitativen Messung von Austrittsarbeitsdifferenzen mit der Messanordnung nach Bild 2.3-2 ist im Gegensatz zur qualitativen Messung nach Bild 2.3-1 die Wahl der elektrischen Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$  eingeschränkt. Dies liegt an der Notwendigkeit, die Kraftamplitude bei 2 unterschiedlichen Frequenzen zu detektieren. Wie bereits in Kapitel 2.1 erläutert wurde, ist die Übertragungsfunktion der Messsonde frequenzabhängig (siehe Bild 2.3-3). Dies bedeutet, dass abhängig von der Frequenz des Kraftterms mit derselben Kraftamplitude völlig unterschiedliche Amplituden der Messsondenschwingung erzeugt werden können.

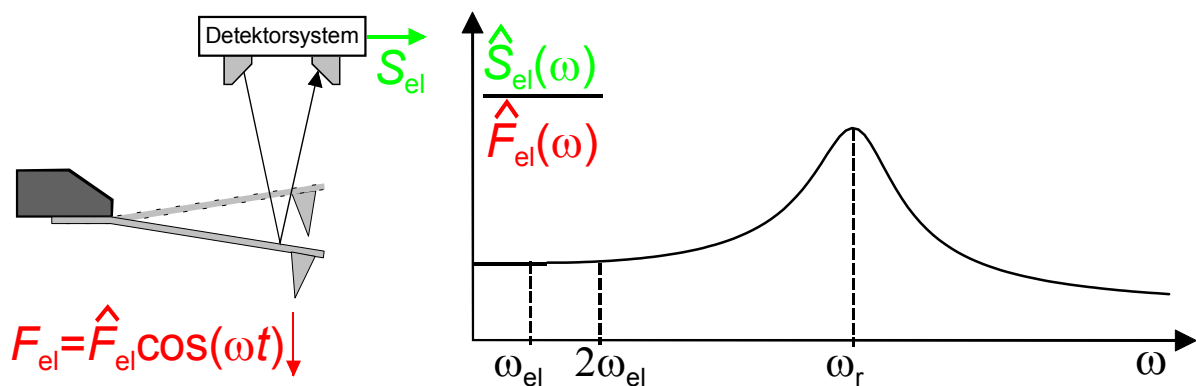


Bild 2.3-3: Verlauf des Betrags der Übertragungsfunktion der Messsonde

Der Messaufbau nach Bild 2.3-2 liefert daher nur dann korrekte Ergebnisse, wenn der Betrag der Übertragungsfunktion der Messsonde bei der einfachen und der doppelten Anregungsfrequenz ungefähr den gleichen Wert besitzt. Um dies zu

erreichen, wird die elektrische Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$  so gewählt, dass sie weit unterhalb der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde liegt (siehe Bild 2.3-3).

Besitzt die Übertragungsfunktion der Messsonde bei der einfachen und der doppelten Anregungsfrequenz den gleichen Wert, können in Gl. 2.3-6 anstatt der Amplituden der elektrischen Kraftterme die Amplituden der entsprechenden Messsondenschwingungen eingesetzt werden:

$$\frac{\Delta\phi}{e} = \frac{\Delta\hat{h}(\omega_{el})}{4\hat{u}_S\Delta\hat{h}(2\omega_{el})} = \frac{\hat{S}_{el}(\omega_{el})}{4\hat{u}_S\hat{S}_{el}(2\omega_{el})} \quad (2.3-7)$$

Nachteil dieses Verfahrens ist die aufgrund der eingeschränkten Frequenzlage der detektierten elektrischen Kraftterme reduzierte Messempfindlichkeit.

### 2.3.2. Messungen mit Nullkraftregelung

Wie der Name es schon aussagt, wird bei den Messungen mit Nullkraftregelung die Information über die Austrittsarbeit des Probenmaterials durch Nullung des detektierten Kraftterms erzielt. Dazu wird an die Messsonde eine Gleichspannung  $U_S$ , die mit einer Wechselspannung überlagert ist, angelegt.

$$u_S = U_S + \hat{u}_S \cos(\omega_{el}t) \quad (2.3-8)$$

Berechnet man durch Einsetzen von Gl. 2.3-8 in Gl. 2.3-2 die mit dieser Messanordnung bei der Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$  erzeugte Kraftamplitude  $\hat{F}_{el}(\omega_{el})$ , so enthält diese im potenzialabhängigen Faktor die Summe aus der Messsondegleichspannung  $U_S$  und der Austrittsarbeitdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$ :

$$\hat{F}_{el}(\omega_{el}) = 2k(x,y,z_0) \cdot \left[ U_S + \frac{\Delta\phi(x,y)}{e} \right] \hat{u}_S \quad (2.3-9)$$

Sorgt man mit einem Regelkreis dafür, dass die Messsondegleichspannung  $U_S$  immer so eingestellt wird, dass der Summenterm und damit die Kraftamplitude  $\hat{F}_{el}(\omega_{el})$  zu Null wird (siehe Bild 2.3-4), so kann die Austrittsarbeitdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  direkt über die folgende Beziehung quantitativ angegeben werden:

$$\frac{\Delta\phi(x,y)}{e} = -U_S(x,y) \quad \text{wenn: } \hat{F}_{el}(\omega_{el}) = 0 \quad (2.3-10)$$

Vorteil der auf einer Nullkraftregelung basierenden Verfahren ist die Unabhängigkeit des Ergebnisses für die Austrittsarbeitdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  vom Geometriefaktor  $k(x,y,z_0)$ . So wirken sich ortsabhängige Variationen des

Geometriefaktors  $k(x,y,z_0)$  durch Probenverkipungen oder die Spannungsabhängigkeit des Geometriefaktors bei Messungen auf Halbleiterproben (siehe Bild 2.2-6) nicht auf das Messresultat aus. Gegenüber der quantitativen Austrittsarbemessung ohne Nullkraftregelung nach Bild 2.3-2 hat die Nullkraftregelung den Vorteil, dass die Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$ , sofern sie nicht unter der Grenzfrequenz des Regelkreises liegt, frei wählbar ist. Es kann daher eine deutlich erhöhte Messempfindlichkeit erzielt werden, indem die mechanische Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde als Anregung eingestellt wird.

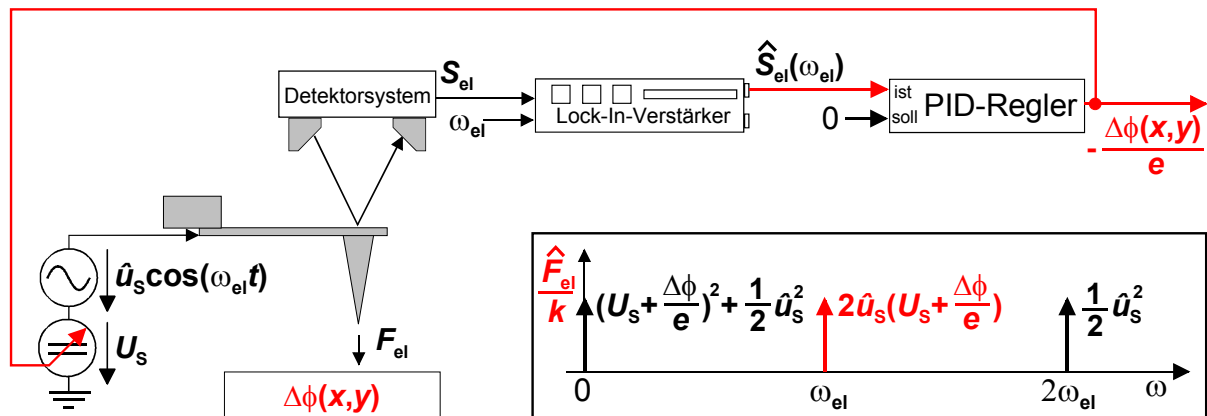


Bild 2.3-4: Messaufbau bei quantitativen Austrittsarbemessungen mit Nullkraftregelung

Bei den Austrittsarbemessungen mit Nullkraftregelung wird zwischen der Kelvinsondenkraftmikroskopie (KPFM: Kelvin Probe Force Microscopy) und der Scanning Maxwell Stress Mikroskopie (SMSM) unterschieden.

#### Kelvinsondenkraftmikroskopie (KPFM)

Die KPFM basiert auf der sogenannten Kelvin Methode [Kelvin 1898, Zisman 1932], welche im makroskopischen Bereich zur Messung von Austrittsarbeiten eingesetzt wird. Dabei wird eine metallische Referenzsonde über der Probe positioniert und mechanisch senkrecht zur Probenoberfläche auf und ab geschwungen. Aufgrund der Modulation des Abstands  $z_0$  zwischen der Sonde und der Probenoberfläche wird ein Verschiebestrom  $i_{ind}$  in der Referenzsonde induziert, dessen Ausprägung von der Potenzialdifferenz  $U$  zwischen der Probe und der Messsonde abhängig ist. Regelt man über eine zwischen der Probe und der Sonde angelegte Gleichspannung  $U_s$  den Verschiebestrom  $i_{ind}$  zu Null, so entspricht die Austrittsarbemessung  $\Delta\phi(x,y)$  genau der angelegten Gleichspannung  $U_s$ .

Bei der KPFM wird eine metallische Rasterkraftmikroskopmesssonde als Kelvin Sonde genutzt. Allerdings wird nicht wie bei der ursprünglichen Kelvin Methode der Verschiebestrom durch die Messsonde gemessen und zu Null geregelt, sondern mit dem in Bild 2.3-4 dargestellten Messaufbau die elektrische

Kraftwechselwirkung bei der Anregungsfrequenz  $\omega_{el}$ . Außer der Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi(x,y)$  kann über die Detektion des Kraftterms bei der doppelten Anregungsfrequenz der Geometriefaktor  $k(x,y,z_0)$  der Messsonden-Probenanordnung bestimmt werden (Gl. 2.3-5 gilt). Die Topographie der Probe wird bei der KPFM synchron zur elektrischen Messung über die Regelung auf eine durch mechanische Anregung bei der Frequenz  $\omega_m$  erzeugte Messsondenschwingung detektiert (siehe Bild 2.3-5). Auf diese Weise bleibt der mittlere Messspitzen-Probenabstand  $z_0$  während der Messung konstant.

Mit der KPFM können theoretisch Austrittsarbeitsdifferenzen  $\Delta\phi(x,y)$  mit Auflösungen im Submillielektronenvolt-Bereich gemessen werden [Martin Y. et al 1988, Weaver et al. 1991]. Die experimentell erreichten Auflösungen liegen allerdings deutlich über den berechneten Werten. Dabei muss zwischen Messungen unter normalen Raum- und unter UHV (Ultra-Hoch-Vakuum) Bedingungen unterschieden werden. In einer UHV-Umgebung ist die Güte  $Q$  (siehe Kapitel 2.1) der Messsonde um ein Vielfaches höher als unter Raumbedingungen. Außerdem kann im UHV der Messspitzen-Probenabstand  $z_0$  verringert werden, da auf der Probenoberfläche kein Wasserfilm vorhanden ist. Aufgrund dessen werden im UHV verbesserte energetische Auflösungen erreicht [Kikukawa et al. 1995 und 1996, Kitamura et al. 1998, Sommerhalter 1999].

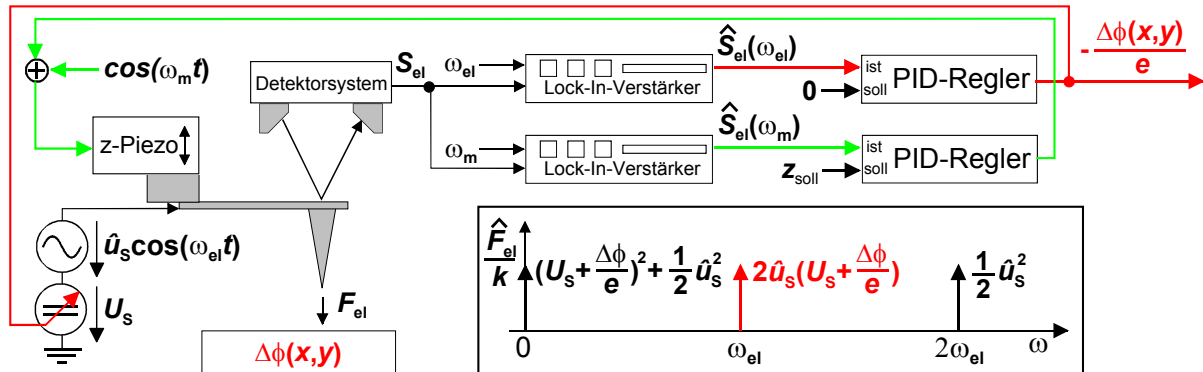


Bild 2.3-5: Messaufbau bei der Kelvinsondenkraftmikroskopie

Unter Raumbedingungen konnten bei Messspitzen-Probenabständen zwischen 30 und 60 nm energetische Auflösungen oberhalb von 5 meV realisiert werden [Vatel et al. 1994, Arakawa et al. 1996]. Um diese Auflösungen zu erreichen, wurden in der Regel Wechselspannungsamplituden  $\hat{u}_s$  im 1- bis 2-stelligen Voltbereich an die Messsonde gelegt [Nonnenmacher et al. 1991, Arakawa et al. 1996]. Derartig hohe Spannungsamplituden führen bei Messungen an Halbleiterproben jedoch zu deutlichen Messwertverfälschungen. Es konnte gezeigt werden, dass z.T. bereits Spannungsamplituden von 0,25 V ausreichen, um eine quantitative Messung der Austrittsarbeitsdifferenz unzulässig zu beeinflussen [Sommerhalter 1999].

Unter UHV-Bedingungen kann der Vorteil der erhöhten Messempfindlichkeit

dazu genutzt werden, die Spannungsamplitude in den zulässigen Bereich abzusenken, ohne dabei eine inakzeptable energetische Auflösung zu erhalten. So ist bei einem Messspitzen-Probenabstand zwischen 1 nm und 5 nm und einer angelegten Spannungsamplitude von 100 mV eine energetische Auflösung der Austrittsarbeitsdifferenz von 2-3 meV erreichbar [Sommerhalter 1999].

Die Ortsauflösung der KPFM ist wie bei allen Rasterkraftverfahren abhängig von der Spitzengeometrie und liegt bei marktüblichen Spitzen im Bereich von 20 bis 100 nm [Nonnenmacher et al.1991, Henning et al. 1995, Arakawa et al. 1996, Sommerhalter 1999].

*Maxwell Stress Mikroskopie (MSM)*

Der Name der MSM ergab sich aus der Berechnung der elektrischen Kraftwechselwirkung zwischen der Messsonde und der Probe über den sogenannten Maxwell Stress Tensor [Yokoyama et al. 1994]. Die MSM nutzt ebenso wie die KPFM den in Bild 2.3-4 beschriebenen Messaufbau zur Ermittlung von Austrittsarbeiten. Der Unterschied der beiden Verfahren liegt in der Realisierung der Topographieregelung. Während bei der KPFM eine weitere Messdenschwingung mechanisch erzeugt wird, nutzt die MSM den elektrischen Kraftterm bei der doppelten elektrischen Anregungsfrequenz [Yokoyama et al 1994, Inoue et al. 1994 und 1997, Itoh et al. 1995 und 1996]. Dies ist allerdings nur dann zulässig, wenn der Geometriefaktor lediglich vom Messspitzen-Probenabstand  $z_0$  abhängig ist. Damit ist die MSM auf den Einsatz an elektrisch leitfähigen Proben beschränkt [Müller 1997]. Bei Halbleiterproben kann der Geometriefaktor abhängig von der angelegten Spannung (siehe Kapitel 2.2) sein. In diesem Fall ist dann keine zuverlässige Abstandsregelung mehr möglich. Aufgrund dieser Einschränkung und der möglichen Kopplung von elektrischem Signal und Topographiesignal wird in der Regel der KPFM gegenüber der MSM der Vorzug gegeben.

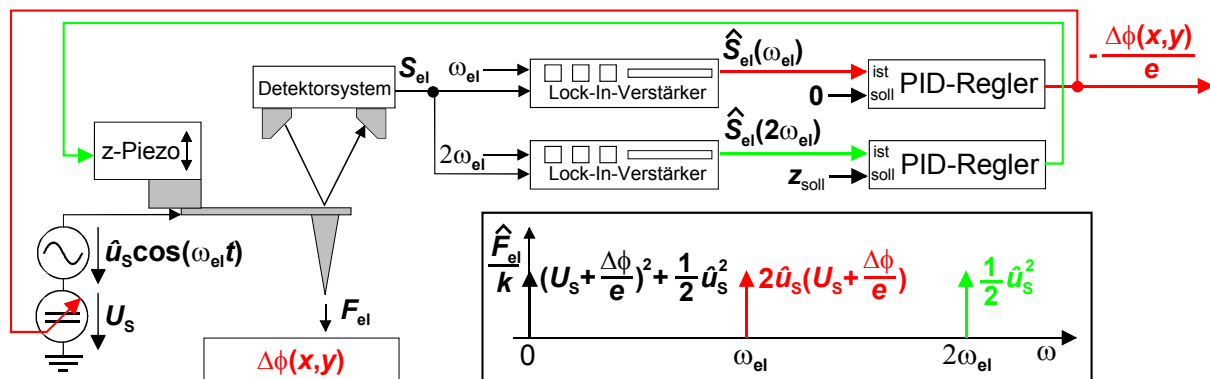


Bild 2.3-6: Messaufbau bei der Scanning Maxwell Stress Mikroskopie

## 2.4. Verfahren zur Messung dynamischer Spannungen

Während bei der Messung statischer elektrischer Größen über eine geeignete elektrische Beschaltung der Messsonde ein höherfrequenter elektrischer Kraftterm erzeugt wird, welcher die interessierende Größe enthält, erfordert die Messung dynamischer elektrischer Probenspannungen den umgekehrten Weg. Aufgrund des Tiefpassverhaltens der Messsonde können höherfrequente Probenspannungen nicht direkt detektiert werden. Sofern jedoch das Spannungssignal periodisch ist, kann mit Hilfe von Abtast- und Mischverfahren erreicht werden, dass im Frequenzspektrum der elektrischen Kraft detektierbare niederfrequente Terme erzeugt werden, welche Rückschlüsse auf die hochfrequente Probenspannung erlauben.

Im Folgenden werden die heterodyne Mischtechnik zur Detektion hochfrequenter, harmonischer Signale sowie die Samplingtechnik zur zeitaufgelösten Bestimmung hochfrequenter, periodischer Signalverläufe erläutert. Außerdem werden die aus der Literatur bekannten EKM-Messanordnungen, welche auf diesen beiden Techniken basieren, erläutert und deren Charakteristika beschrieben, um einen umfassenden Überblick über die Möglichkeiten der EKM bei der Messung von dynamischen Probenspannungen zu geben.

### 2.4.1. Die heterodyne Mischtechnik

Die heterodyne Mischtechnik ermöglicht die Messung der Amplitude  $\hat{u}_p$  und teilweise auch der Phasenlage  $\varphi_p$  von hochfrequenten, harmonischen Probenspannungen  $u_p$ . Wie der Name es schon aussagt, werden dabei zwei gegeneinander frequenzverschobene Wechselspannungen miteinander gemischt. Im Fall der EKM ergibt sich die Mischung durch die quadratische Abhängigkeit der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  von der Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$ . Besteht die Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$  aus den erforderlichen zwei um die Frequenz  $\Delta\omega$  verschobenen Termen, so wird durch die Quadrierung ein detektierbarer niederfrequenter Term  $F_{el}(\Delta\omega)$  im Spektrum der elektrischen Kraft erzeugt, der bei der Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  liegt (siehe Bild 2.4-1).

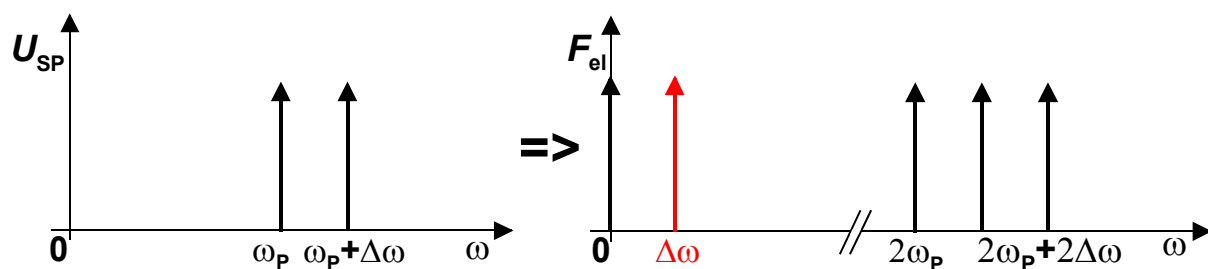


Bild 2.4-1: Prinzip des heterodynen Mischens bei der EKM

Die Amplitude und Phase dieses niederfrequenten Kraftterms sind von der Amplitude und Phase der beiden hochfrequenten Spannungsterme abhängig. Aufgrund dessen können über die Detektion des elektrischen Kraftterms  $F_{el}(\Delta\omega)$  bei der Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  Informationen über die hochfrequente Probenspannung  $u_p$  erhalten werden. Die maximale Messempfindlichkeit wird dabei erzielt, wenn als Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  die Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde gewählt wird.

Basierend auf der heterodynen Mischtechnik existieren sowohl Verfahren zur qualitativen [Böhm et al. 1993, Leyk et al. 1996, Wittpahl 2000] als auch zur quantitativen [Said et al. 1994 und 1995] Spannungsmessung. In der Praxis überwiegt allerdings der Einsatz der qualitativen Verfahren, da zum einen der Messaufbau deutlich einfacher zu realisieren ist und zum anderen die heterodyne Mischtechnik in der Regel zur 2-dimensionalen Messung von qualitativen Signalverteilungen bzw. –verläufen eingesetzt wird. Quantitative Messungen sind eher im Bereich der zeitaufgelösten Punktmessungen zu finden, welcher von der Samplingtechnik abgedeckt wird.

### 2.4.1.1. Qualitative Spannungsmessungen mittels der heterodynen Mischtechnik

Zur Generierung des für die Anwendung der heterodynen Mischtechnik erforderlichen Frequenzspektrums bei der Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$  existieren zwei unterschiedliche Ansätze. Zum einen ist es möglich, den notwendigen zweiten hochfrequenten Term in der Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$  über eine Beeinflussung der Probenspannung (a) zu erzeugen und zum anderen kann dies über die Beschaltung der Messsonde mit einer hochfrequenten Spannung (b) geschehen.

#### a) Heterodynes Mischen mittels Veränderung der Probenspannung

Addiert man zu der ursprünglichen Probenspannung  $u_p = \hat{u}_p \cos(\omega_p t + \varphi_p)$  über einen Leistungskoppler eine leicht frequenzverschobene zweite Spannung  $u_{p2} = \hat{u}_{p2} \cos(\omega_{p2} t + \varphi_{p2})$  [Hou et al. 1992, Behnke 1998], so berechnet sich die elektrische Kraft  $\vec{F}_{el}$  über folgende Beziehung:

$$\vec{F}_{el} = k(x, y, z_0) \cdot [U_S - (\hat{u}_p \cos(\omega_p t + \varphi_p) + \hat{u}_{p2} \cos(\omega_{p2} t + \varphi_{p2}))]^2 \vec{e}_z \quad (2.4-1)$$

Dabei ist die Spannung  $U_S$  eine an die Messsonde angelegte Gleichspannung, welche auch die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi$  enthalten soll (siehe Kapitel 2.2). Die Ausmultiplikation des quadratischen Terms und die anschließende Anwendung von Additionstheoremen ergibt das in Bild 2.4-2 dargestellte Frequenzspektrum der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$ . Dieses enthält 7 Frequenzanteile, von denen aufgrund des Tiefpassverhaltens der Messsonde nur der Gleichanteil sowie der Term bei der



Differenzfrequenz  $\Delta\omega = \omega_{P2} - \omega_P$  detektiert werden können. Berechnet man diese beiden Terme, so erhält man die Gleichungen:

$$F_{el}(\omega = 0) = k(x, y, z_0) \cdot \left[ \frac{1}{2} [\dot{u}_P^2 + \dot{u}_{P2}^2] + U_S^2 \right] \quad (2.4-2)$$

$$F_{el}(\omega_{P2} - \omega_P) = k(x, y, z_0) \cdot \hat{u}_P \hat{u}_{P2} \cos[(\omega_{P2} - \omega_P)t + \varphi_{P2} - \varphi_P] \quad (2.4-3)$$

Der Gleichanteil enthält zwar die Amplitude  $\hat{u}_P$  der ursprünglichen Probenspannung, ist aber aufgrund des schlechten Signal-Rauschleistungsverhältnisses (siehe Kapitel 2.1) sowie der quadratischen Abhängigkeit von der Amplitude  $\hat{u}_P$  der ursprünglichen Probenspannung nur bedingt zur Auswertung geeignet. Der Kraftterm bei der Differenzfrequenz  $\Delta\omega = \omega_{P2} - \omega_P$  hingegen ist direkt proportional zur Amplitude  $\hat{u}_P$  der ursprünglichen Probenspannung und kann auch mittels eines Lock-In-Verstärkers schmalbandig detektiert werden. Aufgrund dieser Vorteile wird immer der Kraftterm bei der Differenzfrequenz  $\Delta\omega$  ausgewertet.

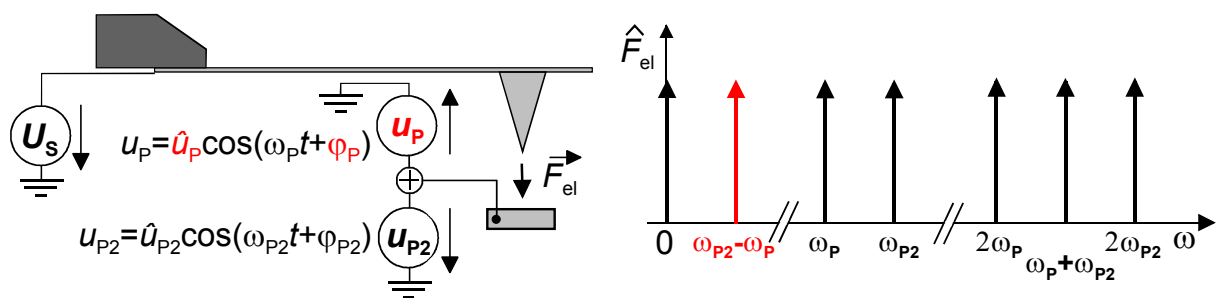


Bild 2.4-2: Heterodynes Mischen mittels additiver Überlagerung zweier Probenspannungen

Eine weitere Möglichkeit einen niederfrequenten elektrischen Kraftterm zu erzeugen, besteht in der Amplitudenmodulation der ursprünglichen Probenspannung  $u_P$  [Wittpahl et al. 1999, Wittpahl 2000]. Durch die Quadrierung der Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$  in der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  findet eine Demodulation der amplitudenmodulierten Spannung statt, wobei sich abgesehen vom Gleichanteil noch zwei niederfrequente Kraftterme ergeben.

Bei der Amplitudenmodulation wird die ursprüngliche Probenspannung  $u_P$  mit einer niederfrequenten Spannung  $u_{NF}$  so verrechnet, dass sich der folgende Zusammenhang für die amplitudenmodulierte Probenspannung ergibt:

$$u_{P,AM} = [\hat{u}_P + \hat{u}_{NF} \cos(\omega_{NF}t + \varphi_{NF})] \cdot \cos(\omega_P t + \varphi_P) \quad (2.4-4)$$

Nimmt man wiederum an, dass die Messsonde mit einer Gleichspannung, welche auch die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi$  beinhaltet, beschaltet ist, kann die elektrische Kraft  $\vec{F}_{el}$  wie folgt berechnet werden:

$$\vec{F}_{el} = k(x, y, z_0) [U_S - [\hat{u}_P + \hat{u}_{NF} \cos(\omega_{NF}t + \varphi_{NF})] \cdot \cos(\omega_P t + \varphi_P)]^2 \vec{e}_z \quad (2.4-5)$$

In Bild 2.4-3 ist die Messanordnung sowie das Frequenzspektrum der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$  für das heterodyne Mischen mittels Amplitudenmodulation dargestellt. Sieht man vom Gleichanteil ab, so erzeugt diese Messanordnung zwei niederfrequente Kraftterme, welche für die Detektion in Frage kommen:

$$F_{el,AM}(\omega_{NF}) = k(x, y, z_0) \cdot M \hat{u}_P^2 \cos(\omega_{NF}t + \varphi_{NF}) \quad (2.4-6)$$

$$F_{el,AM}(2\omega_{NF}) = \frac{1}{4} k(x, y, z_0) \cdot M^2 \hat{u}_P^2 \cos(2\omega_{NF}t + 2\varphi_{NF}) \quad (2.4-7)$$

Die Größe  $M$  in den Gleichungen ist der sogenannte Modulationsgrad, welcher sich aus dem Quotienten der Amplitude  $\hat{u}_{NF}$  des NF-Signals und der Amplitude  $\hat{u}_P$  der ursprünglichen Probenspannung zusammensetzt. Beide niederfrequenten Kraftterme sind vom Amplitudenquadrat der ursprünglichen Probenspannung abhängig und können somit zur Bestimmung von  $\hat{u}_P$  verwendet werden. Für die Detektion wird man sicherlich den Kraftterm mit der größeren Amplitude auswählen. Welcher das ist, hängt von der Wahl des Modulationsgrades  $M$  ab.

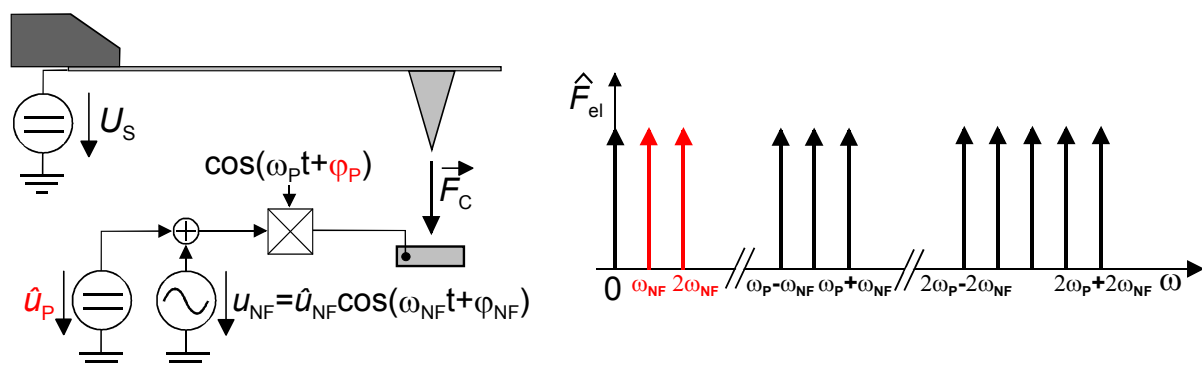


Bild 2.4-3: Heterodynes Mischen mit amplitudenmodulierter Probenspannung

Hauptnachteil der beiden vorgestellten Verfahren zur Realisierung der heterodynen Mischung bei der EKM ist die Notwendigkeit, die ursprüngliche Probenspannung  $u_P$  zu verändern. Diese Veränderung ist in den meisten Fällen unerwünscht oder erst gar nicht möglich. Gerade beim Einsatz der EKM zur Fehleranalyse in integrierten Schaltkreisen ist eine derartige Beeinflussung der Probenspannung  $u_P$  inakzeptabel, da das Verhalten der zu testenden Schaltung verändert werden könnte.

Ein weiterer Nachteil ist der Verlust der Phaseninformation  $\varphi_P$  der ursprünglichen Probenspannung. Bei der Amplitudenmodulation ist die Phase  $\varphi_P$  der ursprünglichen Probenspannung  $u_P$  überhaupt nicht im detektierten Kraftterm

vorhanden und bei der additiven Überlagerung von Probenspannungen ist nur die Phasendifferenz  $\varphi_{P2}-\varphi_P$  zwischen den beiden hochfrequenten Spannungstermen enthalten, welche konstant ist.

Weiterhin kann bei den Messungen mit amplitudenmodulierter Probenspannung der qualitative Verlauf der Probenspannung nicht direkt aus dem Messergebnis ersehen werden. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit des detektierten Kraftterms von der Amplitude  $\hat{u}_P$  der Probenspannung muss das Messergebnis erst radiziert werden. Obwohl auf den ersten Blick bei der Messung mittels additiver Überlagerung von Probenspannungen eine lineare Abhängigkeit zwischen der Amplitude  $\hat{u}_P$  der ursprünglichen Probenspannung und dem Messsignal vorhanden ist, ergibt sich in der Praxis doch eine quadratische Abhängigkeit. Stellt man sich nämlich eine Messung an einer widerstandsbehafteten Leitung vor, an der sich die Probenspannung halbiert, so halbiert sich nicht nur die ursprüngliche Probenspannung  $u_P$ , sondern auch die additiv hinzugefügte zweite Probenspannung  $u_{P2}$ . Damit findet eine Viertelung des Messsignals statt (siehe Gl. 2.4-3), obwohl die eigentliche Messgröße nur halbiert worden ist. Daher ist auch bei der additiven Überlagerung von Probenspannungen eine quadratische Beziehung zwischen Messsignal und ursprünglicher Probenspannung  $u_P$  gegeben.

Trotz dieser Nachteile ist der Einsatz der vorgestellten zwei Verfahren nicht völlig inakzeptabel. Gerade bei Messungen zur Charakterisierung von einzelnen elektrischen Bauelementen oder zur reinen Signalpfadverfolgung fallen die beschriebenen Nachteile nicht sonderlich ins Gewicht. Außerdem besitzt das auf der Amplitudenmodulation basierende Verfahren ein ausgezeichnetes Signal-Rauschleistungsverhältnis [Behnke 1998], welches bei Messungen an Höchsthäufigkeitsbauelementen ein entscheidender Vorteil ist.

### ***b) Heterodynes Mischen mittels hochfrequenter Messsondenbeschaltung***

Ist eine Beeinflussung der Probenspannung nicht möglich, so muss der für die heterodyne Mischung notwendige zweite Term im Frequenzspektrum der Messsonden-Probenspannung  $U_{SP}$  über die Beschaltung der Messsonde mit einer Wechselspannung  $u_S=\hat{u}_S\cos(\omega_S t+\varphi_S)$  generiert werden (siehe Bild 2.4-4) [Böhm 1995, Böhm et al. 1996, Leyk 1998]. Wie bei den bisherigen Betrachtungen soll in den weiteren Berechnungen die Austrittsarbeitendifferenz  $\Delta\phi$  sowie eventuell zwischen der Messsonde und der Probe angelegte Gleichspannungen mit einer zusätzlichen Gleichspannung  $U_S$  an der Messsonde berücksichtigt werden. Damit berechnet sich die elektrische Kraft  $\vec{F}_{el}$  über folgende Gleichung:

$$\vec{F}_{el} = k(x, y, z_0) \cdot [U_S + \hat{u}_S \cos(\omega_S t + \varphi_S) - \hat{u}_P \cos(\omega_P t + \varphi_{P2})]^2 \vec{e}_z \quad (2.4-8)$$

Vergleicht man Gl. 2.4-8 und Gl. 2.4-1, so fällt auf, dass diese bis auf ein Vorzeichen im spannungsabhängigen Faktor identisch sind. Dementsprechend gleichen sich auch die Frequenzspektren der elektrischen Kraft (siehe Bild 2.4-4) und damit auch die Formeln für den detektierbaren niederfrequenten Term.

$$F_{el}(\omega_S - \omega_P) = -k(x, y, z_0) \cdot \hat{u}_P \hat{u}_S \cos[(\omega_S - \omega_P)t + \varphi_S - \varphi_P] \quad (2.4-9)$$

Obwohl sich die Gleichungen für den detektierten Kraftterm bei der heterodynen Mischung mittels additiver Überlagerung von Probenspannungen und dem Verfahren mit beschalteter Messsonde fast entsprechen, verhalten sich die Messsignale unterschiedlich. Die Ursache liegt in der Entkopplung von Messsondenspannung  $u_S$  und Probenspannung  $u_P$  bei der heterodynen Mischung mittels beschalteter Messsonde. Dies bedeutet, dass die Amplitude  $\hat{u}_S$  und die Phase  $\varphi_S$  der Messsondenspannung unabhängig von der Probenspannung  $u_P$  sind und damit während der Messung als Konstanten angesehen werden können. Damit ergibt sich eine lineare Abhängigkeit zwischen der Amplitude  $\hat{u}_P$  der Probenspannung und der Amplitude  $\hat{F}_{el}(\Delta\omega)$  des detektierten Kraftterms. Außerdem kann jetzt auch die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung bestimmt werden. Während bei Anwendung des Verfahrens der additiven Überlagerung von Probenspannungen bei einer Phasenänderung der Probenspannung  $u_P$  die zweite Probenspannung  $u_{P2}$  dieselbe Phasenänderung erlebt und somit die Differenz  $\varphi_{P2} - \varphi_P$  der beiden Phasenwerte immer konstant bleibt, ändert sich bei Verwendung des Verfahrens mit beschalteter Messsonde nur die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung. In diesem Fall folgt die Differenz  $\varphi_S - \varphi_P$  der Phasenwerte betragsmäßig der Variation der Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung.

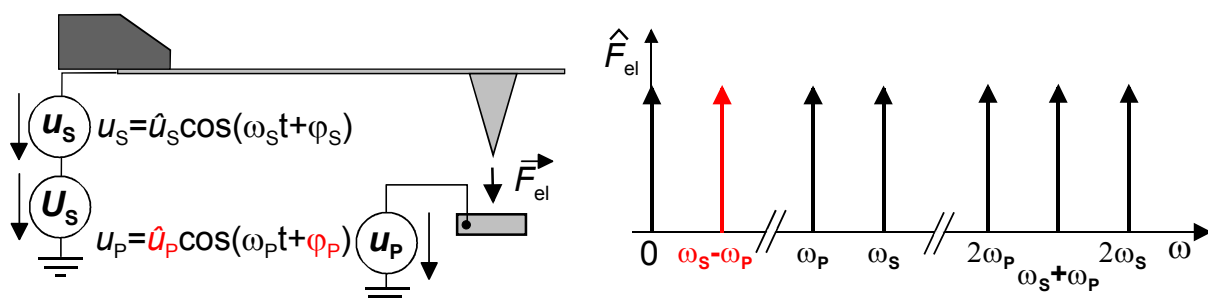


Bild 2.4-4: Heterodynes Mischen mit beschalteter Messsonde

Da die heterodyne Mischtechnik basierend auf der Messsondenbeschaltung am universellsten einsetzbar ist und sowohl die Amplitude  $\hat{u}_P$  als auch die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung bestimmt werden können, ist sie das in der Literatur am häufigsten angegebene und sicherlich auch das in der Praxis am häufigsten eingesetzte Verfahren. Ein Nachteil dieses Verfahrens ist die teilweise schwierig zu realisierende Beschaltung der Messsonde. Gerade bei Höchstfrequenzmessungen, bei denen Hohlleiter

verwendet werden müssen, gestaltet sich die Signalzuführung zur Messsonde kritisch. Dennoch konnten bereits Messungen bei Frequenzen oberhalb von 100 GHz gezeigt werden [Leyk et al. 1998, Leyk 1998].

### 2.4.1.2. Quantitative Spannungsmessungen mittels der heterodynen Mischtechnik

Aufgrund der Schwierigkeit den Geometriefaktor  $k(x,y,z_0)$  quantitativ zu bestimmen, bietet sich für die quantitative Spannungsmessung bei der EKM ein Verfahren an, das auf der Nullkraftregelung basiert. Zur Erzeugung des für die Nullkraftregelung erforderlichen Summenterms im spannungsabhängigen Faktor des detektierten elektrischen Kraftterms wird eine amplitudenmodulierte Spannung an die Messsonde gelegt [Said et al. 1994 und 1995].

$$u_S = [\hat{u}_S + \hat{u}_{NF} \cos(\omega_{NF} t)] \cdot \cos(\omega_P t + \varphi_S) \quad (2.4-10)$$

Das hochfrequente Trägersignal besitzt dabei dieselbe Frequenz wie die Probenspannung  $u_P$ . Diese Messanordnung erzeugt einen Term bei der Frequenz  $\omega_{NF}$  im Spektrum der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{el}$ , welcher den erforderlichen Summenterm im spannungsabhängigen Faktor enthält:

$$F_{el}(\omega_{NF}) = k(x, y, z_0) [\hat{u}_S - \hat{u}_P \cos(\varphi_S - \varphi_P)] \cdot \hat{u}_{NF} \cos(\omega_{NF} t) \quad (2.4-11)$$

Da sowohl die Amplitude  $\hat{u}_P$  als auch die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung unbekannt sind, müssen zur eindeutigen Bestimmung der Probenspannung  $u_P$  zwei Messungen mit um  $90^\circ$  verschobenen Phasen des Trägersignals der Messsondenspannung durchgeführt werden. Bei beiden Messungen wird die Gleichspannung  $\hat{u}_S$  so variiert, dass der detektierte Kraftterm  $F_{el}(\omega_{NF})$  zu Null wird. Damit erhält man für die Gleichspannungen  $\hat{u}_S$ , bei denen die Nullbedingung erfüllt ist, die folgenden Beziehungen:

$$\hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S) = \hat{u}_P \cos(\varphi_S - \varphi_P) \quad (2.4-12)$$

$$\hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S - 90^\circ) = \hat{u}_P \sin(\varphi_S - \varphi_P) \quad (2.4-13)$$

Mit Hilfe dieser beiden Gleichungen lassen sich nun sowohl die Amplitude  $\hat{u}_P$  als auch die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung berechnen. Die Amplitude  $\hat{u}_P$  ergibt sich aus der Quadrierung der beiden Gleichungen und anschließender Addition sowie Auflösung nach  $\hat{u}_P$ :

$$\hat{u}_P = \sqrt{\hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S)^2 + \hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S - 90^\circ)^2} \quad (2.4-14)$$

Die Phase  $\varphi_P$  der Probenspannung kann über die Quotientenbildung der beiden Gleichungen ermittelt werden:

$$\varphi_P = \varphi_S - \arctan \left[ \frac{\hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S - 90^\circ)}{\hat{u}_{S,F=0}(\varphi_S)} \right] \quad (2.4-15)$$

In Bild 2.4-5 ist die Messanordnung für die quantitative Spannungsmessung mittels der heterodynen Mischtechnik skizziert. Über den PID-Regler wird die Gleichspannung  $\hat{u}_S$  so geregelt, dass die Amplitude der Messsondenschwingung bei der Frequenz  $\omega_{NF}$  zu Null wird. In der Regel wird die Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde als Frequenz  $\omega_{NF}$  gewählt, um die maximale Messempfindlichkeit zu gewährleisten. Das eigentliche Messsignal, also der Gleichspannungswert  $\hat{u}_S$ , bei dem der detektierte Kraftterm  $F_{el}(\omega_{NF})$  zu Null wird, kann am Ausgang des PID-Reglers abgegriffen werden.

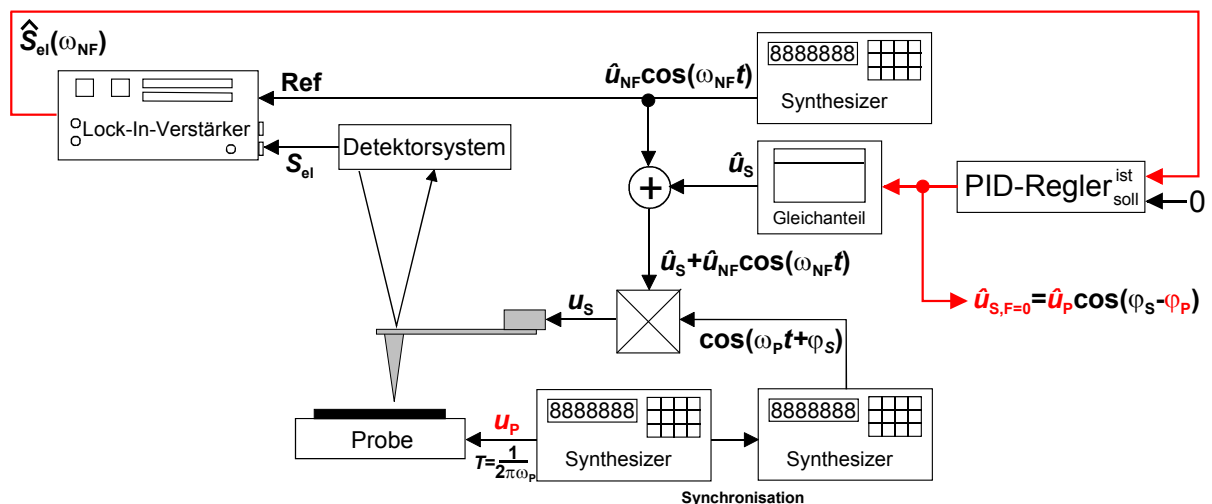


Bild 2.4-5: Messanordnung bei der quantitativen Spannungsmessung mittels der heterodynen Mischtechnik

## 2.4.2. Die Samplingtechnik

Während die heterodyne Mischtechnik ein Abtastverfahren im Frequenzbereich ist, bei welchem das Probensignal bei einer bestimmten Frequenz  $\omega_P$  untersucht wird, ist die Samplingtechnik ein Abtastverfahren im Zeitbereich, welches das Probensignal zu einem bestimmten Zeitpunkt  $t_0$  ermittelt. Bei der Samplingtechnik wird ein hochfrequentes, periodisches Signal  $s_P(t)$  mit einem aus einer periodischen Folge von Pulsen bestehenden Abtastsignal  $s_{abt}(t)$ , multipliziert und anschließend dem niederfrequenten Detektionssystem zugeführt. Das Abtastsignal  $s_{abt}(t)$  kann mathematisch als Summe zeitverschobener Rechteckfunktionen der Breite  $\Delta T_{abt}$  beschrieben werden:

$$s_{\text{abt}}(t) = \hat{s}_{\text{abt}} \sum_i \text{rect} \left[ \frac{t - t_0 - iT_{\text{abt}}}{\Delta T_{\text{abt}}} \right] \quad (2.4-16)$$

Beim Einsatz der Samplingtechnik muss zwischen der Messung des hochfrequenten Signalwerts  $s_p(t)$  zu ganz bestimmten Zeitpunkten  $t=t_0$  und der Ermittlung der kompletten Signalform  $s_p(t)$  unterschieden werden. Gerade bei der Messung von digitalen Signalen reicht häufig die Kenntnis der Signalwerte zu bestimmten Zeitpunkten aus. Legt man nämlich den ersten Messzeitpunkt  $t_0$  auf die Mitte eines Bitwerts und verschiebt nach der Bestimmung des Signalwerts  $s_p(t_0)$  bei den weiteren Messungen den Abtastzeitpunkt um jeweils eine Bitlänge  $T_B$ , so kann der Verlauf der Bitwerte des hochfrequenten Signals angegeben werden (siehe Bild 2.4-6) [Bangert et al. 1998].

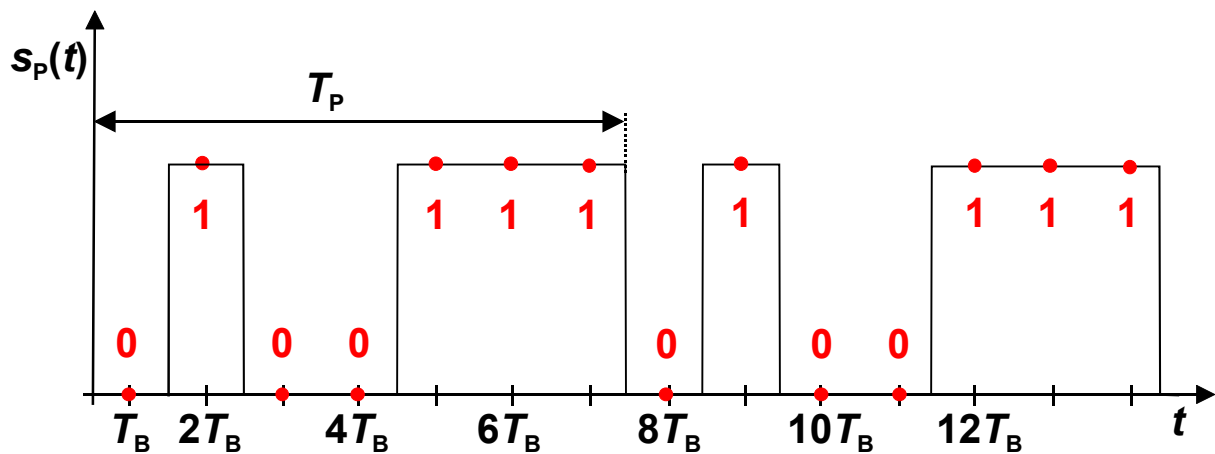


Bild 2.4-6: Bestimmung des Verlaufs einer hochfrequenten Bitfolge  $s_p(t)$  durch diskrete Messungen zu um jeweils eine Bitlänge  $T_B$  verschobenen Zeitpunkten

Zur Bestimmung des Werts eines hochfrequenten Signals  $s_p(t)$  zu einem vorgegebenen Zeitpunkt  $t_0$  wird die Periodendauer  $T_{\text{abt}}$  des Abtastsignals  $s_{\text{abt}}(t)$  so gewählt, dass sie einem ganzzahligen Vielfachen  $N$  der Periodendauer  $T_P$  des hochfrequenten Signals  $s_p(t)$  entspricht (siehe Bild 2.4-7).

$$T_{\text{abt}} = NT_P \quad (2.4-17)$$

Auf diese Weise trifft der Puls des Abtastsignals  $s_{\text{abt}}(t)$  immer auf denselben Signalwert des hochfrequenten Signals  $s_p(t)$ .

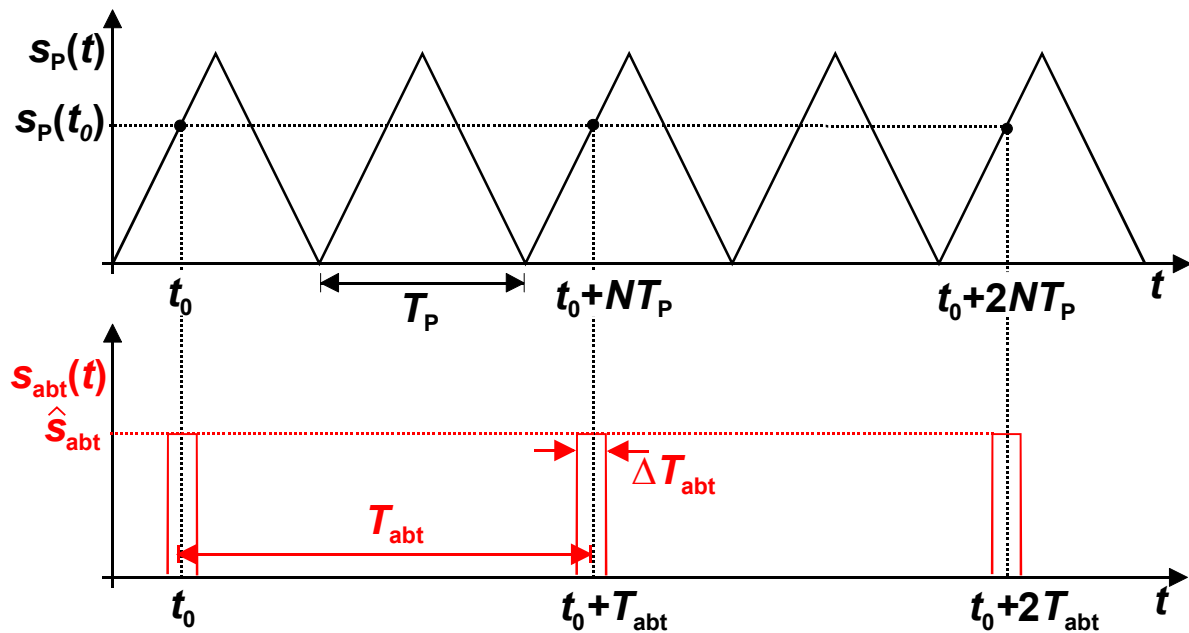


Bild 2.4-7: Zeitlicher Verlauf des Abtastsignals  $s_{\text{abt}}(t)$  bei Messung des Werts des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  zum Zeitpunkt  $t_0$  (hier:  $T_{\text{abt}} = 2T_P$ )

Das Produkt aus dem hochfrequenten Signal  $s_P(t)$  und dem Abtastsignal  $s_{\text{abt}}(t)$  wird dem niederfrequenten Detektionssystem zugeführt, so dass sich ein Detektorausgangssignal  $s_{\text{mess}}$  ergibt, welches proportional zum zeitlichen Mittelwert des Produkts über eine Abtastperiode  $T_{\text{abt}}$  ist:

$$s_{\text{mess}} \propto \frac{1}{T_{\text{abt}}} \int_0^{T_{\text{abt}}} s_P(t) s_{\text{abt}}(t) dt \quad (2.4-18)$$

Sofern die Dauer der Abtastpulse  $\Delta T_{\text{abt}}$  sehr viel kürzer als die Periodendauer  $T_P$  des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  ist, kann vereinfachend davon ausgegangen werden, dass der Wert des hochfrequenten Signals während der Dauer  $\Delta T_{\text{abt}}$  eines Abtastpulses unveränderlich bleibt. In diesem Fall vereinfacht sich Gl. 2.1-18 zu:

$$s_{\text{mess}} \propto \frac{\Delta T_{\text{abt}}}{T_{\text{abt}}} \hat{s}_{\text{abt}} s_P(t_0) \quad \text{für: } \Delta T_{\text{abt}} \ll T_P \quad (2.4-19)$$

Da die Größen  $T_{\text{abt}}$ ,  $\Delta T_{\text{abt}}$  und  $\hat{s}_{\text{abt}}$  fest eingestellt sind, verändert sich in Gl. 2.4-19 bei einer Verschiebung des Abtastzeitpunkts  $t_0$  nur der Wert des hochfrequenten Signals  $s_P(t_0)$ . Das Ausgangssignal  $s_{\text{mess}}$  des Detektorsystems ist somit direkt proportional zum Wert des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  zum Zeitpunkt  $t=t_0$ .

Führt man mit dem beschriebenen Verfahren eine Vielzahl von Messungen durch, wobei der Abtastzeitpunkt  $t_0$  immer um einen kleinen Wert auf der Zeitachse manuell verschoben wird, so kann der Verlauf des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  ermittelt werden. Wesentlich einfacher gestaltet sich die Verlaufsbestimmung des



hochfrequenten Signals jedoch, wenn die Verschiebung des Abtastzeitpunkts automatisiert vonstatten geht. Dies wird erreicht, indem man die Abtastperiodendauer  $T_{\text{abt}}$  so wählt, dass sie einem ganzzahligen Vielfachen  $N$  der Periodendauer  $T_P$  des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  zuzüglich eines kleinen Zeitoffsets  $\Delta T$  entspricht (siehe Bild 2.4-8):

$$T_{\text{abt}} = NT_P + \Delta T \quad (2.4-20)$$

Auf diese Weise wird pro Abtastperiode  $T_{\text{abt}}$  der Abtastzeitpunkt  $t_0$  um den Zeitoffset  $\Delta T$  relativ zum hochfrequenten Signal zeitverschoben (siehe Bild 2.4-8).

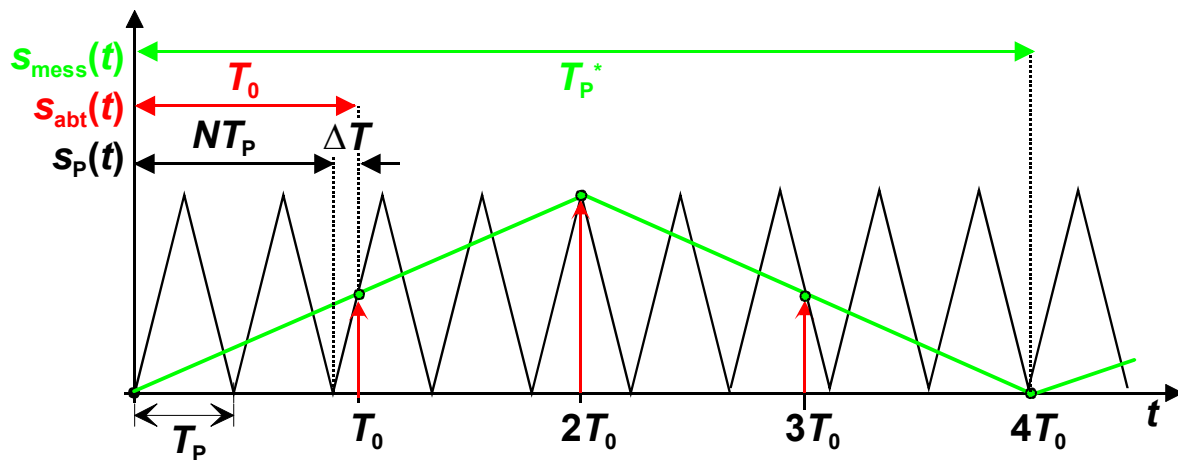


Bild 2.4-8: Bestimmung hochfrequenter Signalformen mittels der Samplingtechnik

Um den Abtastpuls über eine komplette Periode des hochfrequenten Signals zu verschieben ist die Zeitspanne  $T_P^*$  notwendig:

$$T_P^* = \frac{T_P}{\Delta T} T_{\text{abt}} = \left[ \frac{T_{\text{abt}}}{\Delta T} \right] \cdot T_P \quad (2.4-21)$$

Dies bedeutet, dass die Periodendauer  $T_P$  des hochfrequenten Signals  $s_P(t)$  durch die Samplingtechnik um den Faktor  $T_{\text{abt}}/\Delta T$  gestreckt wird. Es findet somit eine Transformation der hochfrequenten Signalform in den um den Faktor  $T_0/\Delta T$  skalierten Zeitbereich  $t^*$  statt:

$$s_{\text{mess}}(t) \propto \frac{\Delta T_{\text{abt}}}{T_{\text{abt}}} \hat{s}_{\text{abt}} s_P(t^*) \propto s_P(t^*) \quad \text{mit: } t^* = \frac{T_{\text{abt}}}{\Delta T} t \quad (2.4-22)$$

In Gl. 2.4-22 ist das Detektorausgangssignal  $s_{\text{mess}}(t)$  proportional zur Dauer der Abtastpulse  $\Delta T_{\text{abt}}$ . Dies macht deutlich, dass die Samplingtechnik gegenüber der heterodynen Mischtechnik eine geringere Messempfindlichkeit aufweist. Gerade bei Messungen von hochfrequenten Signalen muss die Abtastpulsdauer  $\Delta T_{\text{abt}}$  möglichst

klein gewählt werden, um zu gewährleisten, dass der Wert des hochfrequenten Signals  $s_p(t)$  während der Abtastung nahezu konstant bleibt. Folglich ist auch das Detektorausgangssignal  $s_{\text{mess}}(t)$  sehr schwach. Dem kann zwar durch eine Erhöhung der Amplitude  $\hat{s}_{\text{abt}}$  der Abtastpulse entgegengewirkt werden; dies ist allerdings nicht unbegrenzt möglich, da bei zu intensiven Abtastpulsen eine unzulässige Beeinflussung des hochfrequenten Signals  $s_p(t)$  erfolgen kann.

Bei der EKM kann die Samplingtechnik implementiert werden, indem das Abtastsignal  $s_{\text{abt}}$  in die Messsonden-Probenspannung  $U_{\text{SP}}$  eingefügt wird. Dies kann wie bei der heterodynen Mischtechnik entweder durch eine additive Überlagerung der Probenspannung  $u_p$  mit dem Abtastsignal  $s_{\text{abt}}$  [Bloom 1994, Nechay et al. 1995] oder durch die Beschaltung der Messsonde mit dem Abtastsignal  $s_{\text{abt}}$  [Said et al. 1994, Sprengel et al. 1996, Bangert et al. 1998] geschehen. Wie in Kapitel 2.4.1.1. bereits gezeigt worden ist (siehe Gl. 2.4-1 und 2.4-8) erzeugen beide Varianten bis auf ein Vorzeichen im spannungsabhängigen Faktor identische Kraftgleichungen, so dass die Besprechung einer Variante ausreicht. Im Folgenden wird von der Variante mit beschalteter Messsonde ausgegangen, da diese in der Praxis aufgrund der in Kapitel 2.4.1.1. erläuterten Vorteile bevorzugt angewendet wird. In diesem Fall setzt sich die Messsondenspannung aus einer Gleichspannung  $U_S$ , welche wie bei den bisherigen Betrachtungen die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi$  sowie eventuell zwischen der Messsonde und der Probe anliegende Gleichspannungen repräsentieren soll, und der Abtastspannung  $u_{S,\text{abt}}$  zusammen:

$$u_S(t) = U_S + u_{S,\text{abt}}(t) \quad (2.4-23)$$

Die Abtastspannung  $u_{S,\text{abt}}$  ist je nach Anwendung unterschiedlich, enthält aber auf jeden Fall das aus einer periodischen Folge von Rechteckpulsen bestehende (siehe Gl. 2.4-16) Abtastsignal  $s_{\text{abt}}$ . Für die elektrische Kraft  $\vec{F}_{\text{el}}$  ergibt sich unter Berücksichtigung von Gl. 2.4-23 die Beziehung:

$$\vec{F}_{\text{el}} = k(x, y, z_0) \cdot [U_S + u_{S,\text{abt}}(t) - u_p(t)]^2 \vec{e}_z \quad (2.4-24)$$

Da das Detektionssystem zur Messung der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{\text{el}}$  aufgrund des Tiefpassverhaltens der Messsonde sehr niederfrequent ist, muss für die Berechnung des Detektorausgangssignals  $S_{\text{el}}$  der zeitliche Mittelwert der elektrischen Kraft  $\vec{F}_{\text{el}}$  gebildet werden:

$$S_{\text{el}} \propto k(x, y, z_0) \cdot \frac{1}{T_{\text{abt}}} \int_0^{T_{\text{abt}}} (U_S^2 + 2U_S u_{S,\text{abt}} + u_{S,\text{abt}}^2 + u_p^2 - 2U_S u_p - 2u_p u_{S,\text{abt}}) dt \quad (2.4-25)$$

Im Integralterm von Gl. 2.4-25 sind außer dem für die Samplingtechnik

notwendigen Produkt aus der Probenspannung  $u_P$  und der Abtastspannung  $u_{S,abt}$  noch weitere Terme vorhanden, so dass das Detektorausgangssignal  $S_{el}$  nicht nur die abgetastete Signalform enthält.

Im Folgenden sollen die verschiedenen EKM-Messanordnungen, welche sich die Samplingtechnik zu Nutze machen, vorgestellt werden und jeweils die relevanten Signalanteile des Detektorausgangssignal  $S_{el}$  betrachtet werden. Dabei wird zwischen qualitativen und quantitativen Messanordnungen unterschieden.

### 2.4.2.1. Qualitative Spannungsmessungen mittels der Samplingtechnik

Die einfachste mögliche Messanordnung für die Anwendung der Samplingtechnik verwendet als Abtastspannung  $u_{S,abt}$  das reine Abtastsignal  $s_{abt}$  [Ho et al. 1994, Sprengel et al. 1996]:

$$u_{S,abt}(t) = \hat{s}_{abt} \sum_i \text{rect} \left[ \frac{t - t_0 - iT_{abt}}{\Delta T_{abt}} \right] \quad (2.4-26)$$

Geht man davon aus, dass die Abtastperiodendauer  $T_{abt}$  einem ganzzahligen Vielfachen der Periodendauer  $T_P$  der Probenspannung  $u_P$  entspricht, also der Wert der Probenspannung zu einem ganz bestimmten Zeitpunkt  $t=t_0$  ermittelt werden soll, so ergibt in Gl. 2.4-25 nur der zeitliche Mittelwert des Produkts aus Probenspannung  $u_P$  und Abtastspannung  $u_{S,abt}$  einen vom Abtastzeitpunkt  $t_0$  abhängigen Wert. Die zeitlichen Mittelwerte aller anderen Spannungsprodukte sind unabhängig vom Abtastzeitpunkt  $t_0$  und bilden damit einen Offset  $S_{el,offset}$  im Detektorausgangssignal:

$$S_{el} = S_{el,offset} + S_{el,signal} \quad (2.4-27)$$

$$S_{el,offset} \propto \frac{k(x, y, z_0)}{T_{abt}} \int_0^{T_{abt}} (U_S^2 + 2U_S u_{S,abt} + u_{S,abt}^2 + u_P^2 - 2U_S u_P) dt = \text{konst.} \quad (2.4-28)$$

$$S_{el,signal} \propto -\frac{2k(x, y, z_0)}{T_{abt}} \int_0^{T_{abt}} u_P u_{S,abt} dt \quad (2.4-29)$$

Setzt man wiederum voraus, dass die Dauer eines Abtastpulses  $\Delta T_{abt}$  sehr viel kürzer als die Periodendauer  $T_P$  der hochfrequenten Probenspannung  $u_P$  ist, so kann der vom Abtastzeitpunkt  $t_0$  abhängige Anteil  $S_{el,signal}$  des Detektorausgangssignals als proportional zur Probenspannung zum Zeitpunkt  $t=t_0$  angesehen werden:

$$S_{el,signal} \propto -2k(x, y, z_0) \cdot \frac{\hat{s}_{abt} \Delta T_{abt}}{T_{abt}} u_P(t_0) \propto u_P(t_0) \quad (2.4-30)$$

Zur qualitativen Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Probenspannung  $u_P$  wird die Abtastperiodendauer  $T_{\text{abt}}$  so gewählt, dass sie einem ganzzahligen Vielfachen  $N$  der Periodendauer  $T_P$  der Probenspannung zuzüglich eines kleinen Offsets  $\Delta T$  entspricht. In diesem Fall ist zu beachten, dass die Übertragungsfunktion der Messsonde frequenzabhängig ist. In Gl. 2.4-30 darf der feste Abtastzeitpunkt  $t_0$  nur dann durch die skalierte Zeit  $t^*$  ersetzt werden, wenn die Übertragungsfunktion des Detektorsystems für alle relevanten Anteile der skalierten Probenspannung  $u_P(t^*)$  denselben Wert besitzt. Ansonsten tritt durch die unterschiedliche Wichtung der einzelnen Frequenzanteile eine Signalverzerrung auf. Bei der EKM muss daher der Zeitoffset  $\Delta T$  des Abtastsignals so klein gewählt werden, dass die höchste im skalierten Zeitbereich  $t^*$  auftretende Frequenz deutlich unterhalb der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde liegt. Nur wenn diese Bedingung erfüllt ist, darf in Gl. 2.4-30 der Abtastzeitpunkt  $t_0$  durch die skalierte Zeit  $t^*$  ersetzt werden.

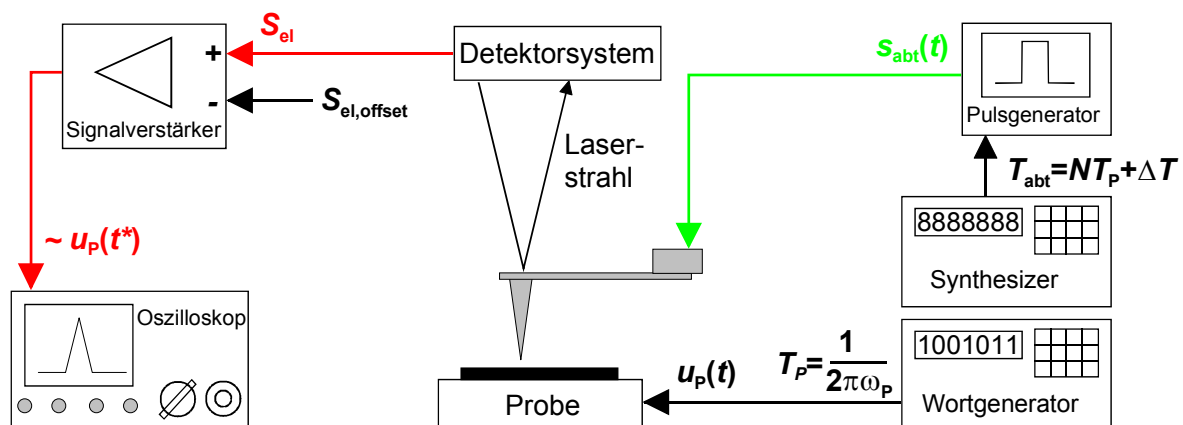


Bild 2.4-9: Einfachst möglicher Messaufbau zur Realisierung der Samplingtechnik bei der EKM

In Bild 2.4-9 ist der Messaufbau dargestellt, der zur Ermittlung des zeitlichen Verlaufs der Probenspannung  $u_P$  mittels des beschriebenen Verfahrens verwendet wird. Die periodische Probenspannung  $u_P$  wird mit einem Wortgenerator oder Synthesizer erzeugt. An einem weiteren Synthesizer, welcher zum Triggern des Pulsgenerators genutzt wird, kann die Periodendauer  $T_{\text{abt}}$  des Abtastsignals eingestellt werden. Dieses Abtastsignal wird direkt der Messsonde zugeführt. Da bei diesem Verfahren nicht die elektrische Kraft bei der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde detektiert wird, ist der Nutzanteil  $S_{\text{el,signal}}$  des Detektorausgangssignals sehr klein. Aufgrund dessen muss das Detektorausgangssignal  $S_{\text{el}}$  an einen Signalverstärker gelegt werden, bevor es auf einem Oszilloskop visualisiert werden kann. Durch Verwendung eines Differenzverstärkers ist es möglich, den Offsetanteil  $S_{\text{el,offset}}$  im Detektorausgangssignal zu unterdrücken. Auf diese Weise ist das Oszilloskopsignal direkt proportional zur skalierten Probenspannung  $u_P(t^*)$ .

Nachteil dieses sehr einfachen Samplingverfahrens ist die geringe

Messempfindlichkeit, da nicht bei der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde gemessen wird. Ausserdem ist das Signal-Rauschleistungsverhältnis deutlich ungünstiger als bei der heterodynen Mischtechnik, weil keine schmalbandige Detektion der elektrischen Kraft bei einer diskreten Frequenzlage möglich ist.

Diese Nachteile können umgangen werden, wenn eine Messanordnung verwendet wird, bei der sich der zeitliche Mittelwert der Abtastpulse harmonisch mit der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde ändert. Betrachtet man im Detektorausgangssignal  $S_{el}$  nur den Term, welcher den zeitlichen Mittelwert des Produkts aus der Abtastspannung  $u_{S,abt}$  und der Probenspannung  $u_P$  enthält (siehe Gl. 2.4-25), so kann dieser Term unter der Voraussetzung, dass entweder immer derselbe Wert der Probenspannung abgetastet wird oder die Abtastpulse nur sehr langsam über die Probenspannung geschoben werden, als proportional zur Fläche der Abtastpulse angesehen werden:

$$\int_0^{T_{abt}} u_P u_{S,abt} dt \approx u_P \int_0^{T_{abt}} u_{S,abt} dt \propto \int_0^{T_{abt}} u_{S,abt} dt \quad (2.4-31)$$

Dies bedeutet, dass durch eine harmonische Flächenänderung der Abtastpulse ein Term gleicher Frequenz im Detektorausgangssignal  $S_{el}$  erzeugt wird, welcher proportional zum abgetasteten Probenspannungswert  $u_P(t_0)$  bzw.  $u_P(t^*)$  ist. Eine Messanordnung, welche auf diesem Prinzip basiert, nutzt eine Abtastspannung  $u_{S,abt}$ , die sich aus dem Produkt aus dem Abtastsignal  $s_{abt}$  und einer harmonischen Spannung der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde zusammensetzt [Bridges et al. 1997 und 1998, Bangert et al. 1998].

$$u_{S,abt}(t) = s_{abt}(t) \cdot \hat{u}_{NF} \cos(\omega_r t) \quad (2.4-32)$$

In diesem Fall sind in der Formel für das Detektorausgangssignal (siehe Gl. 2.4-25) zwei Terme vorhanden, welche die Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde aufweisen. Unter der Annahme, dass die Dauer  $\Delta T_{abt}$  eines Abtastpulses sehr viel kürzer als die Periodendauer  $T_P$  der hochfrequenten Probenspannung und die Periodendauer  $T_r$  der Resonanzfrequenz der Messsonde deutlich länger als die Abtastperiodendauer  $T_{abt}$  ist, ergibt sich für den Anteil des Detektorausgangssignal bei der Frequenz  $\omega_r$  die Beziehung:

$$S_{el}(\omega_r) \propto 2k(x, y, z_0) \cdot \frac{\hat{s}_{abt} \hat{u}_{NF} \Delta T_{abt}}{T_{abt}} [U_S - u_P(t_0)] \cos(\omega_r t) \quad (2.4-33)$$

Gl. 2.4-33 wurde für den Fall der Abtastung der Probenspannung zu einem diskreten Zeitpunkt  $t_0$  hergeleitet. Soll der zeitliche Verlauf der Probenspannung

ermittelt werden, so ist wie bereits erläutert wurde darauf zu achten, dass der Zeitoffset  $\Delta T$  hinreichend klein gewählt wird. Ist diese Bedingung erfüllt, kann in Gl. 2.4-33 der Abtastzeitpunkt  $t_0$  durch die skalierte Zeit  $t^*$  ersetzt werden.

Betrachtet man Gl. 2.4-33, wird ersichtlich, dass sich die Amplitude des Detektorausgangssignals  $S_{el}(\omega_r)$  bei der Frequenz  $\omega_r$  aus einem zeitunabhängigen Anteil sowie einem zeitabhängigen Anteil, welcher direkt proportional zum Abtastwert der Probenspannung  $u_p(t_0)$  bzw.  $u_p(t^*)$  ist, zusammensetzt. Der Verlauf der Probenspannung kann somit mit maximaler Empfindlichkeit und minimalem Signal-Rauschleistungsverhältnis über die Auswertung des Detektorausgangssignals mittels eines Lock-In-verstärkers bei der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde erfolgen (siehe Bild 2.4-10). Subtrahiert man vom Ausgangssignal des Lock-In-Verstärkers den zeitunabhängigen Signalanteil, so kann der qualitative Verlauf der skalierten Probenspannung  $u_p(t^*)$  direkt mit einem Oszilloskop angezeigt werden.

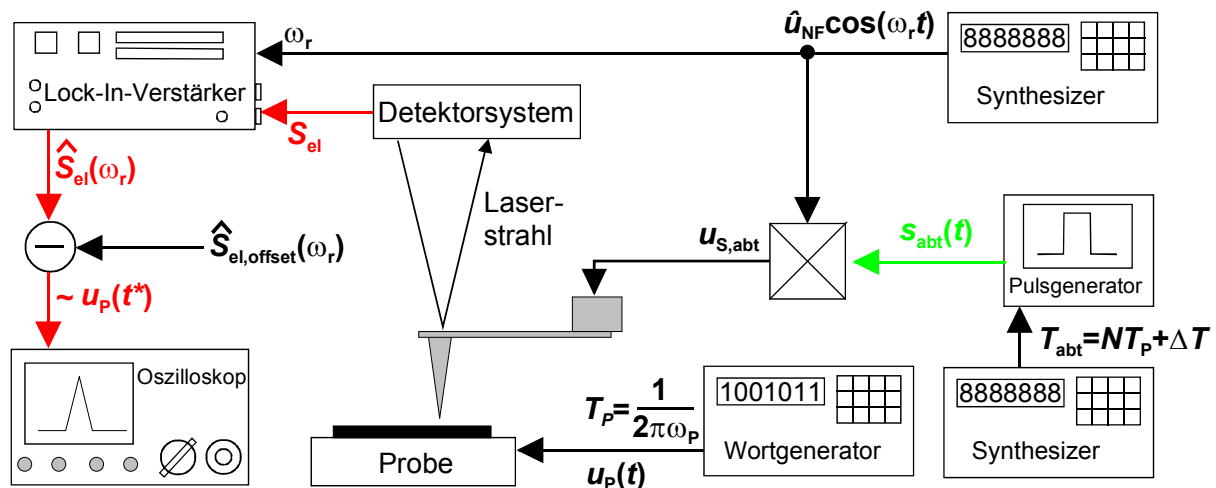


Bild 2.4-10: Sampling-Messaufbau für die qualitative Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Probenspannung; Messung des Detektorausgangssignals bei der Resonanzfrequenz der Messsonde

Eine weitere, relativ neue Messanordnung zur qualitativen EKM-Messung von zeitlichen Probenspannungsverläufen erzeugt die harmonische Flächenänderung der Abtastpulse nicht wie in der gerade beschriebenen Messanordnung über die Modulation der Amplitude  $\hat{s}_{abt}$  der Abtastpulse, sondern über die Modulation der Dauer  $\Delta T_{abt}$  der Abtastpulse [Said 1999 und 2000]. In diesem Fall wird als Abtastspannung  $u_{S,abt}$  ein pulsweitenmoduliertes Abtastsignal verwendet.

$$u_{S,abt}(t) = \hat{s}_{abt} \sum_i \text{rect} \left[ \frac{t - t_0 - iT_{abt}}{\Delta T_{abt,0} + \frac{1}{2} \Delta T_{abt,1} [1 + \cos(\omega_r t)]} \right] \quad (2.4-34)$$

Berechnet man für diese Messanordnung unter den üblichen Voraussetzungen den Term bei der Resonanzfrequenz der Messsonde im Detektorausgangssignal, erhält man die folgende Beziehung.

$$S_{el}(\omega_r) \propto k(x, y, z_0) \cdot \frac{\hat{s}_{abt} \Delta T_{abt1}}{T_{abt}} [U_S - u_P(t_0)] \cos(\omega_r t) \quad (2.4-35)$$

Da sich Gl. 2.4-35 und Gl. 2.4-33 bis auf einen Vorfaktor gleichen, kann für die beiden Messanordnungen, welche auf der Modulation der Fläche der Abtastpulse basieren, dieselbe Signalauswertung verwendet werden.

### 2.4.2.2. Quantitative Spannungsmessungen mittels der Samplingtechnik

Bei der quantitativen Ermittlung von Probenspannungen mittels der Samplingtechnik wird wie bei den meisten quantitativen EKM-Messungen (siehe Kapitel 2.3.2 sowie 2.4.1.2) von der Nullkraftregelung Gebrauch gemacht. Für die Nullkraftregelung ist immer ein Summenterm im spannungsabhängigen Faktor des Detektorausgangssignals notwendig, bei dem ein Summand regelbar ist. Eine Möglichkeit diesen Term zu erzeugen besteht darin, eine Abtastspannung  $u_{S,abt}$ , welche sich aus dem Produkt aus dem Abtastsignal  $s_{abt}$  und einer gleichspannungsüberlagerten Wechselspannung der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde zusammensetzt, an die Messsonde zu legen [Said et al. 1995, Bridges et al. 1995, Bangert et al. 1997, Falkingham et al. 2000]:

$$u_{S,abt}(t) = [U_{abt} + \hat{u}_{NF} \cos(\omega_r t)] \cdot s_{abt}(t) \quad (2.4-36)$$

Berechnet man für diese Messanordnung unter den Bedingungen  $\Delta T_{abt} \ll T_P$  und  $T_r \gg T_{abt}$  den Anteil  $S_{el}(\omega_r)$  des Detektorausgangssignals bei der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde, so erhält man die Beziehung:

$$S_{el}(\omega_r) \propto 2k(x, y, z_0) \cdot \frac{\hat{s}_{abt} \hat{u}_{NF} \Delta T_{abt}}{T_{abt}} [U_S + \hat{s}_{abt} U_{abt} - u_P(t_0)] \cos(\omega_r t) \quad (2.4-37)$$

Sorgt man nun mit einem Regelkreis dafür, dass die Amplitude des Detektorausgangssignals bei der Frequenz  $\omega_r$  immer zu Null wird, kann der quantitative Wert der Probenspannung  $u_P$  zum Abtastzeitpunkt  $t_0$  mit der folgenden Gleichung berechnet werden:

$$u_P(t_0) = U_S + \hat{s}_{abt} U_{abt} \quad (2.4-38)$$

Die in Gl. 2.4-38 vorhandene, die Austrittsarbeitsdifferenz  $\Delta\phi$  enthaltende

Gleichspannung  $U_S$  kann eliminiert werden, indem man eine betragsgleiche negative Spannung zusätzlich an die Messsonde legt (siehe Bild 2.4-11). Der Wert der Gleichspannung  $U_S$  kann mittels einer Messung, bei welcher die Probenspannung zu Null gesetzt wird, ermittelt werden:

$$U_S = -\hat{s}_{\text{abt}} U_{\text{abt}} \quad \text{wenn gilt: } u_P(t_0) = 0 \quad (2.4-39)$$

Soll der komplette zeitliche Verlauf der Probenspannung  $u_P$  ermittelt werden, so kann unter der Voraussetzung dass der Zeitoffset  $\Delta T$  hinreichend klein ist, in Gl. 2.4-38 der Abtastzeitpunkt  $t_0$  durch die skalierte Zeit  $t^*$  ersetzt werden:

$$u_P(t^*) = U_S + \hat{s}_{\text{abt}} U_{\text{abt}}(t) \quad (2.4-40)$$

Wird mit der beschriebenen Methode die Gleichspannung  $U_S$  eliminiert und die Amplitude des Abtastsignals  $s_{\text{abt}}$  zu eins gesetzt, dann entspricht der zeitliche Verlauf der geregelten Gleichspannung  $U_{\text{abt}}(t)$  quantitativ dem zeitlich skalierten Verlauf der hochfrequenten Probenspannung  $u_P(t^*)$ .

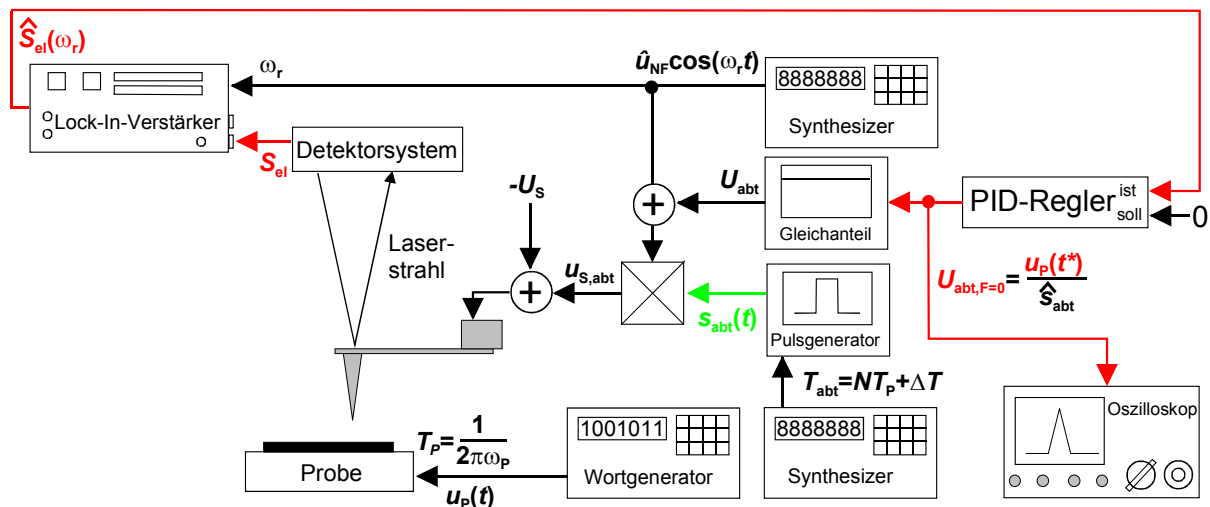


Bild 2.4-11: Sampling-Messaufbau für die quantitative Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Probenspannung über die Nullregelung des Detektorausgangssignals bei der Resonanzfrequenz  $\omega_r$  der Messsonde

Eine weitere denkbare, allerdings in der Literatur bisher noch nicht angegebene Messanordnung zur quantitativen Spannungsmessung mittels der Samplingtechnik basiert auf dem in Kapitel 2.4.2.1. beschriebenen Messaufbau nach Bild 2.4-10. In der Gleichung für den Anteil  $S_{ei}(\omega_r)$  des Detektorausgangssignals bei der Messsondenresonanzfrequenz  $\omega_r$  (siehe Gl. 2.4-33) ist bereits der für die Nullkraftregelung erforderliche Summenterm im spannungsabhängigen Faktor vorhanden. Addiert man zur Abtastspannung eine regelbare Gleichspannung  $U_{\text{abt}}$  (siehe Gl.2.4-41), so wird auch der Summenterm in Gl. 2.4-33 um diese Spannung



erweitert (siehe Gl. 2.4-42).

$$u_{S,abt}(t) = U_{abt} + s_{abt}(t) \cdot \hat{u}_{NF} \cos(\omega_r t) \quad (2.4-41)$$

$$S_{el}(\omega_r) \propto 2k(x, y, z_0) \cdot \frac{\hat{s}_{abt} \hat{u}_{NF} \Delta T_{abt}}{T_{abt}} [U_S + U_{abt} - u_p(t_0)] \cos(\omega_r t) \quad (2.4-42)$$

Wird über die Variation der Gleichspannung  $U_{abt}$  das Detektorausgangssignal bei der Frequenz  $\omega_r$  zu Null geregelt, so kann die Probenspannung zum Zeitpunkt  $t_0$  wie folgt berechnet werden:

$$u_p(t_0) = U_S + U_{abt} \quad (2.4-43)$$

Vergleicht man Gl. 2.4-43 mit 2.4-38, so fällt auf, dass sich diese entsprechen, wenn die Amplitude  $\hat{s}_{abt}$  des Abtastsignals zu eins gesetzt wird. Insofern können für beide Messanordnungen dieselben Methoden zur Bestimmung von  $u_p(t_0)$  und  $u_p(t^*)$  verwendet werden.

Die zwei vorgestellten Messanordnungen zur quantitativen Spannungsmessung nutzen beide die Modulation der Amplitude  $\hat{s}_{abt}$  der Abtastpulse aus, um schmalbandig bei der Resonanzfrequenz der Messsonde messen zu können. In Kapitel 2.4.2.1. wurde gezeigt, dass durch eine Pulsweitenmodulation der Abtastpulse derselbe Effekt erreicht werden kann. Insofern ist eine weitere quantitative Messanordnung möglich, indem man in Gl. 2.4-41 das Produkt aus dem Abtastsignal  $s_{abt}$  und der harmonischen Spannung  $u_{NF}$  durch ein pulsweitenmoduliertes Abtastsignal (siehe Gl. 2.4-34) ersetzt.

## 2.5. Diskussion

Die elektrische Kraftmikroskopie (EKM) ist eine relativ neue Testtechnik, welche die kontaktlose Messung von elektrischen Potenzialen und Spannungen ermöglicht. Besondere Vorteile der EKM gegenüber anderen kontaktlosen Testtechniken wie z.B. dem Elektronenstrahltest [Menzel et al. 1983] oder der elektrooptischen Testtechnik [Kolner et al. 1986, Valdmanis et al. 1984, Mertin 1994] sind die einfache Handhabung sowie die hohe Ortsauflösung bei gleichzeitig hoher Zeitauflösung. Diese Vorteile machen die EKM für den Bereich der Funktions- und Fehleranalyse von integrierten Schaltungen, der mit ständig sinkenden Strukturgrößen sowie gleichzeitig steigenden Arbeitsfrequenzen zu kämpfen hat, interessant. Für die Zukunft ist daher ein standardmäßiger Einsatz der EKM auf diesem Gebiet vorstellbar.

In der Vergangenheit wurden eine ganze Reihe verschiedener Messverfahren und dazugehöriger Messanordnungen für den Einsatz der EKM auf dem Gebiet des Schaltungs- und Bauelementetests entwickelt und deren Funktionsfähigkeit anhand von Messungen demonstriert. Da alle diese Messanordnungen auf dem gleichen Grundprinzip basieren, weisen sie häufig Ähnlichkeiten auf, wie z.B. das Transformieren der elektrischen Messgröße auf einen dynamischen Term in der elektrischen Kraft oder die Realisierung von Nullkraftregelungen für quantitative Messungen. Aus diesem Grunde können auf einem Teilgebiet der EKM erzielte Erkenntnisse auch für andere Teilgebiete der EKM von Bedeutung sein. Bisher existierte jedoch noch keine Veröffentlichung, welche einen umfassenden Überblick über die komplette Bandbreite der verschiedenen EKM-Messverfahren und zugehöriger Messanordnungen anbot, so dass der vorhandene Kenntnisstand oft nicht optimal ausgenutzt werden konnte. Aufgrund dessen fand in diesem Kapitel erstmalig eine ausführliche Beschreibung des Wirkungsprinzips sowie der Charakteristika praktisch aller bekannter EKM-Messverfahren und Messanordnungen statt. Mit Hilfe dieses Überblicks ist es nun möglich, das komplette Leistungsspektrum der EKM zu überschauen und Querverbindungen zwischen den verschiedenen Teilgebieten der EKM zu schaffen.

In den meisten Fällen werden die Rastersondenmikroskop-basierten Testtechniken zur hochortsaufgelösten Messung von statischen Größen eingesetzt. Eine Besonderheit des Schaltungstests ist es, dass auch zeitlich schnell veränderliche Größen an sehr kleinen Strukturen ermittelt werden müssen. Ein sehr wichtiges Teilgebiet der EKM ist daher die dynamische Spannungsmessung. Da durch das Tiefpassverhalten der Messsonde keine direkte Detektion von hochfrequenten Probenspannungen erfolgen kann, müssen Abtast- bzw. Mischverfahren wie die Samplingtechnik oder die heterodyne Mischtechnik angewendet werden. Während die heterodyne Mischtechnik die Messung harmonischer Spannungen erlaubt, wird die

Samplingtechnik zur Ermittlung von zeitlichen Spannungsverläufen eingesetzt.

Die in der Vergangenheit auf dem Gebiet der dynamischen Spannungsmessung durchgeführten Forschungen beschränkten sich überwiegend auf die Vorstellung neuer Messanordnungen und sporadische Messungen. Diese Messungen erfolgten entweder an extrem hochfrequenten Bauelementen oder an sehr kleinen Strukturen, um die Überlegenheit der EKM gegenüber den anderen kontaktlosen Testtechniken zu demonstrieren. Eine systematische Untersuchung des Einsatzes der EKM bei dynamischen Spannungsmessungen an Submikrometerstrukturen, welches in Zukunft sicherlich das primäre Einsatzgebiet der EKM beim Schaltungstest sein wird, ist jedoch noch nicht erfolgt. Aus diesem Grund findet in den folgenden Kapiteln eine genaue Betrachtung des Verhaltens der EKM-Leistungsparameter bei Messungen an Submikrometerleitungen mit Hilfe von experimentellen Ergebnissen, Simulationen sowie Berechnungsmodellen statt. Diese Untersuchungen beziehen sich auf Messungen unter Anwendung der heterodynen Mischtechnik. Mit Hilfe des in diesem Kapitel gegebenen Überblicks über die EKM-Messverfahren wird die Bedeutung der erzielten Ergebnisse dann auch für die Samplingtechnik diskutiert.

Dabei wird auch die Bedeutung der im wesentlichen im Bereich der heterodynen Mischtechnik erzielten Ergebnisse für die EKM-Messungen mittels der Samplingtechnik diskutiert werden.

Die in diesem Kapitel durchgeführte Betrachtung der heterodynen Mischtechnik sowie der Samplingtechnik macht deutlich, dass die heterodyne Mischtechnik gegenüber der Samplingtechnik mehrere Vorteile aufweist. Aufgrund der Abhängigkeit der Spannungsauflösung von der Breite der Abtastpulse nimmt die Spannungsauflösung bei Anwendung der Samplingtechnik mit zunehmender Frequenz und damit abnehmender Abtastpulsbreite ab. Die Spannungsauflösung bei Anwendung der heterodynen Mischtechnik besitzt dagegen keine Abhängigkeit von der Frequenz der Probenspannung. Außerdem ist es gerade bei extrem hochfrequenten Probenspannungen deutlich schwieriger ultrakurze Abtastpulse unverzerrt an die Messspitze zu leiten als eine hochfrequente harmonische Spannung. Weiterhin bietet die heterodyne Mischtechnik den Vorteil, sehr einfach Flächenrasterungen und damit Signalpfadverfolgungen durchführen zu können. Dies ist mit der Samplingtechnik nicht ohne weiteres möglich. Es ist daher wünschenswert, die heterodyne Mischtechnik auch zur Bestimmung von zeitlichen Spannungsverläufen nutzen zu können. Aufgrund dessen sollte eine Messanordnung mit zugehörigem Berechnungsmodell entwickelt werden, welche den Einsatz der heterodynen Mischtechnik zur Ermittlung digitaler Bitfolgen erlaubt. Mit dieser Messanordnung sollte es dann auch möglich sein, innerhalb einer Messung sowohl den örtlichen als auch den zeitlichen Signalverlauf bestimmen zu können.