

Kapitel 1

Einleitung

Für Experimente in der Kern- und Teilchenphysik ist es notwendig, Elektronen, Protonen, α -Teilchen oder auch schwere Ionen wie z. B. Kohlenstoff oder Uran zu beschleunigen. Hierfür werden in modernen Beschleunigern fast ausschließlich von Hochfrequenzfeldern getriebene Hohlraumresonatoren, auch Kavitäten oder Strukturen genannt, eingesetzt. Dadurch ist es möglich, effizient Energie an die zu beschleunigenden Teilchen zu übertragen. So konnten z. B. Elektronen am CERN mit dem LEP-Beschleuniger bis zu einer Endenergie von 104 GeV beschleunigt werden [Hüb04].

Um diese Energien möglichst kostengünstig zu erreichen, ist es notwendig, Beschleunigungskavitäten herzustellen, die mit hohen Beschleunigungsfeldern betrieben werden können. So wird z. B. von der TESLA Collaboration an einer Struktur gearbeitet, die mit bis zu 35 MV/m betrieben werden soll [Lil04]. Dabei gibt es mehrere Effekte, die das Erreichen solch hoher Feldstärken erschweren, einer davon ist die Emission von Elektronen an den Stellen einer Kavität, wo bauartbedingt an der Oberfläche Spitzenfeldstärken vorliegen, die weitaus größer sind als die Beschleunigungsfeldstärke entlang der Strahlachse. Durch diesen als Feldemission bezeichneten Effekt geht ein Teil der Hochfrequenzleistung verloren, der sonst für die Beschleunigung von Teilchen zur Verfügung stünde.

Schon im Jahre 1928 wurde Feldemission im Fall statischer Felder von Fowler und Nordheim [Fow28] theoretisch beschrieben, ihre Ergebnisse konnten von Dyke und Trolan [Dyk53] in Spitzenentladungsexperimenten bestätigt werden. Erst mit der Entwicklung insbesondere von supraleitenden Hochfrequenz-Beschleunigungskavitäten wurde Feldemission in Wechselfeldern untersucht. Bei den durchgeführten Experimenten wurden hauptsächlich Prototyp-Kavitäten verwendet, die in speziellen Testständen montiert waren, so dass die Verteilung der Temperatur und der Bremsstrahlung an der Oberfläche der Kavitäten bestimmt und so Feldemitter lokalisiert werden konnten [Ber81, Gra94]. Um die Emitter selbst genauer zu erforschen, wurden zum einen Oberflächenproben von Strukturen mit der Methode der Rasterelektronenmikroskopie und der Röntgenfluoreszenzanalyse untersucht. Eine Übersicht der dabei erhaltenen Ergebnisse wird von [Pad98] gegeben. Zum anderen wurden in Strukturen gezielt Verunreinigungen eingebracht und die Feldemissionsströme sowie das von diesen Verunreinigungen emittierte Licht im sichtbaren Bereich zwischen 400 nm und 750 nm in Abhängigkeit der Größe und des Materials der Partikel untersucht [Jun96].

Durch die Anwendung folgender Methoden kann Feldemission in Beschleunigungskavitäten reduziert werden. Kleinere Verunreinigungen können durch kurzzeitigen Betrieb der Struktur bei Feldstärken, die größer sind als die bei stabilem Betrieb maximal mögliche Feldstärke, evaporisiert werden. Um auch größere Partikel zu entfernen, eignen sich verschiedene chemische Reinigungsverfahren und eine Wärmebehandlung in speziellen Hochvakuumöfen [Lil04].

Am S-DALINAC wurde von [Gop05] Feldemission in einer 20-zelligen Beschleunigungsstruktur des Hauptbeschleunigers untersucht. Dabei kamen mehrere in situ Verfahren zur Anwendung, um die Position der Emitter zu bestimmen und die ebenfalls beobachtete Emission von Licht zu untersuchen. Anhand von Bahnverfolgungsrechnungen, die der Interpretation der experimentellen Ergebnisse diente, wurden deutliche Hinweise dafür erhalten, dass die Emission von Elektronen durch eine Verstimmung der ersten Zelle der Struktur induziert wurde, und dass Staubpartikel an zwei Positionen innerhalb der Struktur durch diese Elektronen bis zur Emission von Licht aufgeheizt wurden.

Im Verlauf von Messungen im Rahmen eines physikalischen Experimentes am Injektor des S-DALINAC wurde eine intensive Emission charakteristischer Röntgenstrahlung des Niobs innerhalb des Strahlrohres beobachtet. Da hierbei keine Elektronen aus der Kanone in den Injektor gelangten, deutete dies darauf hin, dass in den Strukturen des Injektors Elektronen auf Grund von Feldemission Niob-Atome ionisieren und dies zur Emission charakteristischer Röntgenstrahlung führte.

Infolge dieser Beobachtungen wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation Feldemission und Emission charakteristischer Röntgenstrahlung in Beschleunigungsstrukturen des S-DALINAC-Injektors systematisch untersucht und zueinander in Bezug gesetzt. Da die entsprechenden Strukturen auf Grund des Betriebs des Beschleunigers nicht in einem separaten Testkryostaten untersucht werden konnten, mussten in situ anwendbare Methoden genutzt werden, um die Feldemission in diesen Kavitäten zu untersuchen. Zur Ortsbestimmung der Feldemitter und der ebenfalls beobachteten Licht emittierenden Zentren wurden wie bei [Gop05] die Messung der Dosisleistung und Bremsstrahlungsemission entlang des Injektors sowie eine CCD-Kamera genutzt, wobei die zwei letzteren Methoden verfeinert wurden. Außerdem wurde zum ersten Mal die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung in Bezug auf Feldemission systematisch untersucht.

In Kap. 2 werden die Grundlagen der Hochfrequenzbeschleunigung, die Theorie der Feldemission und die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie, soweit sie für die Erklärung der beobachteten Effekte relevant ist, behandelt. Das Kapitel schließt mit einer Übersicht der in dieser Arbeit gebrauchten Nomenklatur zur Beschreibung charakteristischer Röntgenstrahlung. In Kap. 3 werden der S-DALINAC und die zur Beschleunigung der Elektronen eingesetzten Kavitäten beschrieben. Die experimentellen Methoden und wichtige Kenndaten der verwendeten Messapparaturen werden in Kap. 4 dargestellt. In Kap. 5 werden die Ergebnisse diskutiert und in Kap. 6 in Bezug zu Simulationsrechnungen gesetzt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kap. 7.

Kapitel 2

Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel wird zunächst die Beschleunigung von elektrisch geladenen Teilchen in hochfrequenten Beschleunigungsfeldern behandelt. Danach werden die Grundlagen der Feldemission dargestellt, wobei auf verschiedene Modelle zur Charakterisierung der Feldemitter eingegangen wird. Da viele der beobachteten Phänomene ihre Ursache darin haben, dass feldemittierte Elektronen auf Materie treffen, wird im Anschluss die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie erörtert. Das Kapitel schließt mit einem Überblick über die Entstehung von Röntgenstrahlung und der in dieser Arbeit verwendeten Nomenklatur.

2.1 Hochfrequenz–Beschleunigung

Eine Beschleunigungskavität besteht aus mehreren Einzelresonatoren, sogenannten Zellen, die aneinandergereiht werden. An den beiden Endzellen schließen sich Cut-off-Rohre an, um den Anschluss an einen Koppler oder eine andere Struktur zu ermöglichen. Um resonante Emission von Elektronen aus der Stuktueroberfläche (Multipacting) zu vermeiden, werden für supraleitende Kavitäten Zellen mit einem elliptischen Querschnitt verwendet (vgl. Abb. 2.1).

Die Ausbreitung von Hochfrequenzfeldern mit der elektrischen Komponente \vec{E} und der magnetischen Komponente \vec{H} in einer Beschleunigungsstruktur wird durch die allgemeine Wellengleichung beschrieben [Pad98]

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \begin{Bmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{Bmatrix} = 0. \quad (2.1)$$

Das elektrische Feld steht senkrecht auf der Wand der Kavität; das Magnetfeld verläuft jedoch parallel dazu. Dies führt zu den folgenden Randbedingungen

$$\begin{aligned} \vec{n} \times \vec{E} &= 0, \\ \vec{n} \cdot \vec{H} &= 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

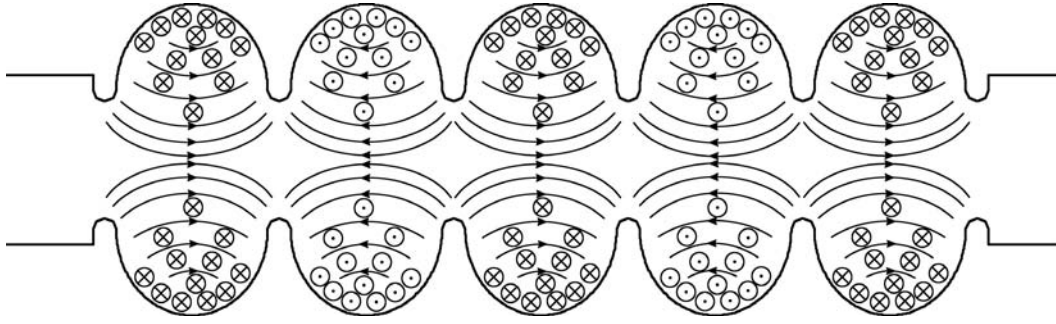


Abb. 2.1: Qualitative Darstellung der Feldverteilung der π -Mode des TM_{010} Passbandes für eine fünfzellige Beschleunigungsstruktur [Gop03].

wobei \vec{n} den Normaleneinheitsvektor der Innenfläche der Struktur darstellt. Die angeregten elektrischen und magnetischen Felder können durch

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{x}, t) &= \vec{E}(r, \theta) \exp(ikz - i\omega t) \\ \vec{H}(\vec{x}, t) &= \vec{H}(r, \theta) \exp(ikz - i\omega t)\end{aligned}\tag{2.3}$$

beschrieben werden, wobei r , θ und z Zylinderkoordinaten darstellen. Für ω gilt mit der Frequenz ν des Beschleunigungsfeldes $\omega = 2\pi\nu$. Das Lösen der Eigenwertgleichung (2.1) unter Berücksichtigung der Randbedingungen (2.2) für die Felder (2.3) ergibt zwei unterschiedliche Sätze von Eigenmoden und Eigenwerten, die als transversale magnetische (TM) Moden und transversale elektrische (TE) Moden bezeichnet werden. Im Fall der TM Moden existiert ein elektrisches Feld entlang der z -Achse, während das Magnetfeld nur transversale Komponenten besitzt, für TE Moden ist es umgekehrt. Daher sind nur die TM Moden geeignet, geladene Teilchen zu beschleunigen.

Um die Vielzahl von TM Moden näher zu spezifizieren, wird jede Mode mit m , n und p indiziert, so dass eine Mode mit TM_{mnp} bezeichnet wird. Die Indizes m , n und p sind ganze Zahlen, die die Anzahl der Vorzeichenwechsel der z -Komponente des elektrischen Feldes E_z entsprechend in Richtung r , θ und z angeben. Für die Teilchenbeschleunigung kommen nur die TM_{0np} Moden, die sogenannten Monopol-Moden, in Frage. Moden mit $m > 0$ eignen sich nicht, da auf der Achse Felder auftreten, die geladene Teilchen nicht nur entlang der z -Achse beschleunigen. Im Normalfall wird die TM_{010} Mode verwendet, da sie von allen TM_{0np} Moden die niedrigste Resonanzfrequenz besitzt.

Eine Beschleunigungsstruktur mit N Zellen kann in der TM_{010} Mode nicht nur mit einer Frequenz zum Schwingen angeregt werden, sondern mit N verschiedenen. Diese werden als Passband der TM_{010} Mode bezeichnet. Die effizienteste Beschleunigung von geladenen Teilchen wird dadurch erreicht, dass ihr Impulszuwachs in jeder Zelle gleich ist. Realisiert werden kann das, indem sich das elektrische Feld von Zelle zu Zelle um eine Phase $\varphi = \pi$ unterscheidet. Daher wird diese Mode als π -Mode bezeichnet. Dies ist am Bei-

spiel einer 5-zelligen Struktur des S-DALINAC (**S**uperconducting **D**Armstadt **L**INear **A**Ccelerator) in Abb. 2.1 verdeutlicht.

Neben anderen ist die Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} ein wichtiger Parameter einer Beschleunigungsstruktur. Diese ist durch die Beschleunigungsspannung U_{acc} bestimmt, welche für ein relativistisches Teilchen, das in einer Struktur phasenrichtig beschleunigt wird, nach [Pad98] durch den Quotienten des maximal möglichen Energiegewinns des Elektrons und der Elementarladung e definiert ist. Diese Beschleunigungsspannung berechnet sich aus

$$U_{\text{acc}} = \left| \int_0^d E_z(\rho = 0, z) e^{i2\pi\nu z/c} dz \right|, \quad (2.4)$$

mit der Frequenz ν der Beschleunigungsmode und der felderfüllten Länge d der Struktur. Das Beschleunigungsfeld ergibt sich dann aus dem Quotienten

$$E_{\text{acc}} = \frac{U_{\text{acc}}}{d}. \quad (2.5)$$

Experimentell zugänglich ist das Beschleunigungsfeld über den Energiegewinn ΔE_{kin} , den ein relativistisches Teilchen mit der Ladung (Ze) beim Passieren einer Beschleunigungskavität erfährt. Dann gilt

$$E_{\text{acc}} = \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{(Ze)d} \quad \text{für } \beta_{\text{Teilchen}} \approx 1. \quad (2.6)$$

Handelt es sich um ein nicht relativistisches Teilchen, kann mit Gl. (2.6) das Beschleunigungsfeld im Sinne der obigen Definition nicht bestimmt werden. Der Term auf der rechten Seite von Gl. (2.6) stellt dann vielmehr eine effektive Beschleunigungsfeldstärke

$$E_{\text{eff,acc}} = \frac{\Delta E_{\text{kin}}}{(Ze)d} \neq E_{\text{acc}} \quad \text{für } \beta_{\text{Teilchen}} < 1 \quad (2.7)$$

dar. Dies hat zur Folge, dass sich bei der Auftragung des Energiegewinns ΔE_{kin} über der Beschleunigungsfeldstärke E_{acc} nicht wie im relativistischen Fall ein linearer Zusammenhang ergibt.

2.2 Grundlagen der Feldemission

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen der Feldemission behandelt und Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern vorgestellt.

Im Zusammenhang mit Feldemission wird oft auch die Emission von Licht im sichtbaren Bereich beobachtet. In der Literatur [Ber81, Del99, Jun95] wird berichtet, dass es sich um Verunreinigungen an Strukturwänden handelt, die entweder durch feldemittierte Elektronen oder Verluste der Hochfrequenzleistung bis zum Glühen aufgeheizt werden. Ein Modell wird erläutert, das Letzteres beschreibt.

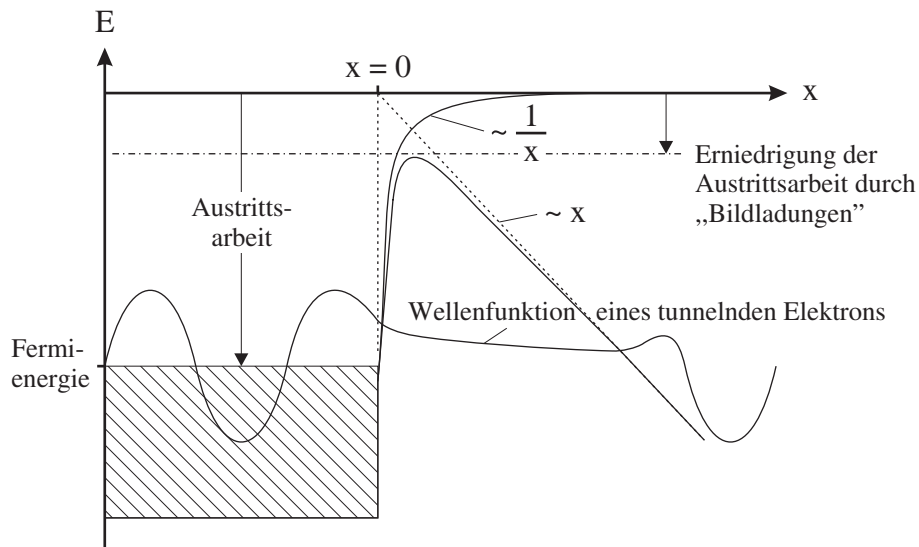


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs einer metallischen Oberfläche nach [Pad98], an der ein elektrisches Feld anliegt. Ein Elektron kann den dadurch entstehenden Potenzialwall durchtunneln und aus der Metalloberfläche austreten. Eine detailliertere Beschreibung findet sich im Text.

2.2.1 Theorie der Feldemission

Unter normalen Bedingungen werden Elektronen in einem Metall durch einen Potenzialwall am Verlassen des Metalls gehindert. Nur durch Zufuhr von Wärme oder Bestrahlung mit Photonen ist es möglich, Emission von Elektronen aus einer Metalloberfläche zu induzieren. Ist jedoch der Potenzialwall schmal genug, besteht eine Wahrscheinlichkeit größer als Null, dass ein Elektron diesen durchtunneln kann.

Wirkt auf die Oberfläche des Metalls ein elektrisches Feld E , spüren die Elektronen ein zusätzliches Potenzial

$$V_1(x) = -eEx. \quad (2.8)$$

Durch die Leitfähigkeit der Metalloberfläche kommt eine weitere Kraft hinzu, die durch das Potenzial einer positiven „Bildladung“

$$V_2(x) = -\frac{e^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (2.9)$$

beschrieben werden kann [Pad98]. Die Elektronen im Metall erfahren insgesamt ein zusätzliches Potenzial $V(x)$, das sich aus der Summe von $V_1(x)$ und $V_2(x)$ zusammensetzt. Dadurch ergibt sich, wie in Abb. 2.2 gezeigt, ein dreiecksförmiger Potenzialverlauf, den Elektronen effektiv durchtunneln können.

Im Fall statischer Felder konnten Fowler und Nordheim in ihrer Arbeit zeigen [Fow28], dass der Strom I_{stat} feldemittierter Elektronen gegeben ist durch

$$I_{\text{stat}}(E) = A_{\text{em}} \frac{A_{\text{FN}} E^2}{\phi t^2(y)} \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi^{3/2} v(y)}{E}\right), \quad (2.10)$$

wobei sich die Einheit von I_{stat} zu A ergibt, wenn die elektrische Feldstärke E in MV/m, die effektive Elektronen emittierende Fläche A_{em} in m^2 und die Auslösearbeit ϕ in eV eingesetzt werden. Für die Konstanten A_{FN} und B_{FN} sowie für die Variable y gilt dabei $A_{\text{FN}} = 1,54 \cdot 10^6$, $B_{\text{FN}} = 6,83 \cdot 10^3$ und

$$y = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_0\phi^2}}. \quad (2.11)$$

Die Funktionen $t(y)$ und $v(y)$ sind die sogenannten Nordheim-Funktionen, die den Einfluss von Bildladungen berücksichtigen. Nach [Goo56] nehmen diese Funktionen für die in dieser Arbeit betrachteten Beschleunigungsfeldstärken die Werte $t(y) = 1$ und $v(y) = 1$ an, d. h. Bildladungseffekte spielen hier keine Rolle.

Mit Gl. (2.10) kann nur Feldemission von sehr reinen und glatten Oberflächen gut beschrieben werden. Um auch Feldemission von weniger reinen und glatten Oberflächen charakterisieren zu können, ist das an die Oberfläche angelegte elektrische Feld E in den Gln. (2.10) und (2.11) durch das lokale elektrische Feld

$$E_{\text{lokal}} = \beta_{\text{FN}} E \quad (2.12)$$

zu ersetzen, welches um den Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} mit $\beta_{\text{FN}} \geq 1$ größer ist. Dieser Sachverhalt wurde schon von [Fow28] angedeutet und konnte von [Dyk53] nachgewiesen werden.

Im Fall hochfrequenter Wechselfelder, wie sie für den Betrieb von Beschleunigungsstrukturen eingesetzt werden, ist Gl. (2.10) über eine Periode des elektrischen Feldes zu mitteln. Unter Berücksichtigung von Gl. (2.12) ergibt sich der Strom der feldemittierten Elektronen $I_{\text{hf}}(E)$ ohne Bildladungskorrektur nach [Kle81] analog zu Gl. (2.10) zu

$$I_{\text{hf}}(E) = \frac{k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, \phi)}{\sqrt{\pi \phi^{3/2} B_{\text{FN}}}} \frac{A_{\text{em}} A_{\text{FN}} (\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}})^{5/2}}{\phi} \cdot \exp\left(-\frac{B_{\text{FN}} \phi^{3/2}}{\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}}\right). \quad (2.13)$$

Die Funktion $k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, \phi)$ ist eine dimensionslose Korrekturfunktion, die für Niob mit $\phi_{\text{Nb}} = 4,3$ eV einen Wert von $k(\beta_{\text{FN}} E_{\text{peak}}, 4,3 \text{ eV}) \approx 0,8$ annimmt. Mit E_{peak} ist die maximal in der Struktur auftretende Feldstärke bezeichnet.

2.2.2 Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern

In vielen Experimenten mit hochfrequenten als auch statischen Feldern wurde Feldemission experimentell untersucht. Ein allgemeines Ergebnis besteht darin, dass Feldemitter in Form von Partikeln, die sich auf der Strukturoberfläche befinden, eine rauhe und zackige Oberfläche besitzen [Pad98]. Bei Teilchen mit einer glatten Oberfläche und sphärischer Geometrie wurden keine oder nur sehr wenige feldemittierte Elektronen festgestellt. Im Rahmen der oben genannten Untersuchungen sind Modelle zur Charakterisierung von Feldemittern entwickelt worden, die nun kurz vorgestellt werden. Eine ausführlichere Darstellung gibt [Pad98].

Das *Tip-on-Tip* Modell

Das Tip-on-Tip (Zacke an Zacke) Modell geht davon aus, dass jedes Partikel zu einer lokalen Felderhöhung um einen Faktor β_1 führt. Aber erst aus der Oberfläche des Partikels herausragende Zacken führen zu einer weiteren Felderhöhung um β_2 , so dass der gesamte Feldüberhöhungsfaktor $\beta_{\text{FN}} = \beta_1 \cdot \beta_2$ groß genug ist und Feldemission möglich wird. In diesem Modell können auch die beobachteten Schwankungen der Feldemissionsströme dadurch erklärt werden, dass z. B. eine der Zacken schmilzt und glatt wird. Dadurch wird der gesamte Feldüberhöhungsfaktor erniedrigt.

Außerdem wurde beobachtet, dass ungeladene Metallspäne sich im Hochfrequenzfeld so ausrichten, dass ihre längste Achse senkrecht zur Strukturwand steht. Dies führt dann ebenfalls dazu, dass ab einer bestimmten Feldstärke Feldemission einsetzt.

Das *MIV* und *MIM* Modell

Im Metall-Isolator-Vakuum (MIV) Modell wird angenommen, dass sich auf der Strukturoberfläche eine dünne isolierende Schicht befindet. Diese kann z. B. bei einer Niobkavität aus Nioboxid (Nb_2O_5) bestehen. Durch diese Schicht wird das Potenzial herabgesetzt und Elektronen können leichter aus der Kavitätsoberfläche ausgelöst werden. Sie gelangen in den Isolator, wo sie durch das eindringende Feld beschleunigt und schließlich in das Vakuum emittiert werden.

Ein metallisches Partikel, das sich auf der isolierenden Schicht befindet (Metall-Isolator-Metall (MIM) Modell), verstärkt diesen Effekt. Der Metallspan wirkt wie eine Antenne und sorgt für eine beträchtliche Felderhöhung über den Isolator hinweg. Die Elektronen, die aus der Strukturwand in den Isolator gelangen, werden deshalb stärker als im MIV Modell beschleunigt.

Die Verteilung der Energie der emittierten Elektronen unterscheidet sich in beiden Fällen von der im Tip-on-Tip Modell, da die Elektronen im Isolator auch gleichzeitig wieder abgebremst werden. Die Dichte des Emissionsstroms berechnet sich wie bei der thermischen

Emission nach dem Richardson–Dushman–Gesetz [Pad98]

$$I(T_e) = \alpha A_T T_e^2 \exp\left(-\frac{e\chi_{EA}}{k_B T_e}\right), \quad (2.14)$$

mit $\alpha = 1,2 \cdot 10^6 \text{ Am}^{-2}\text{K}^{-2}$, der emittierenden Fläche A_T , der Boltzmann–Konstanten k_B und der Elektronen–Affinität χ_{EA} des Isolators. Für die Temperatur der Elektronen gilt

$$T_e = \frac{2ed}{3k_B\epsilon_r}E, \quad (2.15)$$

wobei d die Schichtdicke des Isolators, ϵ_r seine Dielektrizitätskonstante und E das elektrische Feld sind. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen I und E ähnlich wie in der Fowler–Nordheim–Gleichung (2.10), jedoch wird der Feldüberhöhungsfaktor β_{FN} durch die Eigenschaften der isolierenden Schicht bestimmt. Wie auch Gl. (2.10) ist Gl. (2.14) für hochfrequente Wechselfelder noch über eine Periode zu mitteln.

Das Modell der kondensierten Gase

In supraleitenden Beschleunigungsstrukturen können Restgase ausfrieren und sich an den Strukturwänden niederschlagen. Dadurch kann Feldemission an Partikeln einsetzen, die vorher keine Elektronen emittiert haben. Ob bei beobachteter Feldemission dies tatsächlich der Grund ist, kann durch Aufwärmen auf Raumtemperatur und erneutes

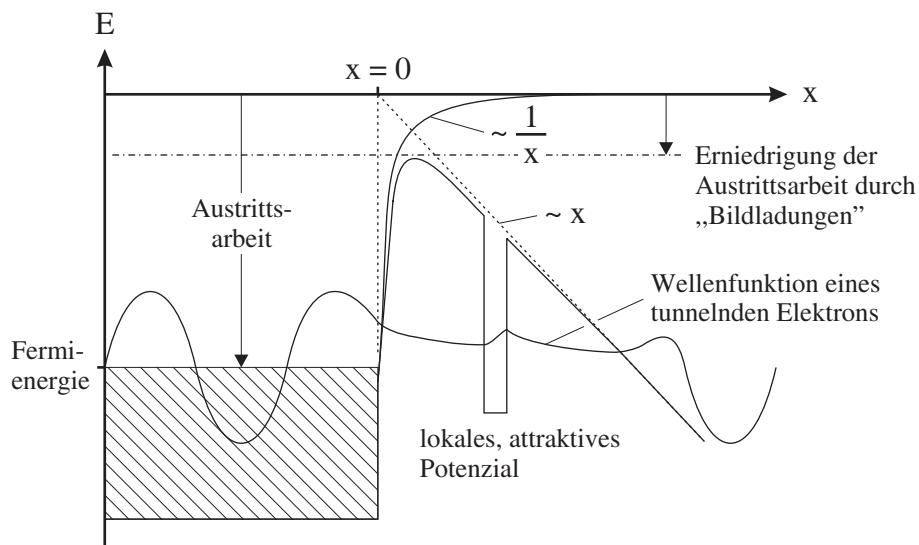


Abb. 2.3: Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs bei vorhandenen Adsorbaten nach [Pad98], durch die ein zusätzliches, attraktives Potenzial im Potentialwall entsteht. Dies erhöht die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen.