4.11 Magnetische Feldkräfte

Magnetkräfte sind die offensichtlichsten Wirkungen eines Magnetfeldes: Wenn man in das Feld eines Dauermagneten ein *ferro*magnetisches Material bringt, wird es zu einem der Magnetpole hingezogen. Auch bei *para*- und *dia*magnetischen Stoffen wirken Magnetkräfte, jedoch in kaum nachweisbarem Umfang. Nur wenn die Saite aus *ferro*magnetischem Material besteht, kann ihre Schwingung mit einem Magnettonabnehmer effizient aufgenommen werden, denn nur in diesem Fall verändert die Saitenschwingung den magnetischen Fluss so wesentlich, dass eine ausreichende Spannung induziert wird. Gleichzeitig bewirken aber die Magnetkräfte Änderungen im Schwingungsverhalten der Saite – die Spannungserzeugung im Tonabnehmer ist folglich nicht rückwirkungsfrei.

Die theoretische Physik sieht elektrische und magnetische Felder nicht als unabhängige und eigenständige Raumzustände, sondern verbindet vielmehr beide Phänomene zu einer einheitlichen Feldtheorie. Kräfte zwischen ruhenden Ladungen sind hierbei allerdings anders zu behandeln als Kräfte zwischen bewegten Ladungen: Selbst bei geringen Geschwindigkeiten ist bereits ein relativistischer Ansatz erforderlich. In der theoretischen Physik. *Wahr ist nur, was für das Handeln zweckmäßig ist*, sagt hingegen der Pragmatiker, und er erhält in diesem Fall den Zuschlag. So elegant eine einheitliche Feldtheorie auch ist, für die vorliegende Aufgabenstellung reicht die klassische Elektrotechnik, die Kraftwirkungen – wie im Folgenden ausgeführt – als eigenständige Phänomene beschreibt.

4.11.1 Maxwell-Kraft

Auf eine in ein Magnetfeld gebrachte ferromagnetische Saite wirkt eine Magnetkraft. Hierbei spielt es keine Rolle, ob man die Saite an den Nord- oder Südpol annähert; in beiden Fällen wird sie angezogen. Je größer die Feldstärke, desto größer die Anziehungskraft. Die Kraft wirkt aber nicht generell in Richtung der Feldstärke – und auch nicht generell in Gegenrichtung. Am einfachsten interpretiert man die Magnetkraft als eine Oberflächenkraft, die an der gesamten Saitenoberfläche angreift. Hiermit wird verständlich, warum eine in ein *homogenes* Magnetfeld gebrachte Eisenkugel in Ruhe bleibt: Die an beiden Kugelhälften angreifenden Zugkräfte halten sich die Waage, die resultierende Summenkraft ist null. Dass eine Eisenkugel im Feld eines Hufeisenmagneten trotzdem zu einem der beiden Pole hingezogen wird, liegt daran, dass dessen Feld nicht homogen ist. Nur in einer sehr theoretischen Mittenposition könnte man einen labilen Gleichgewichtszustand konstruieren; in jeder anderen Position überwiegt eine der beiden Kräfte und beschleunigt die Kugel. Ganz anders bei der Coulomb-Kraft (4.11.6): Eine geladene Styropor-Kugel wird auch im *homogenen E*-Feld beschleunigt.

So offensichtlich magnetische Kraftwirkungen auch sein mögen, es bleibt schwierig, ihren Wirkmechanismus zu verstehen. Noch um 1800 waren Magnetforscher der Meinung, magnetisierte Körper würden per **Fernwirkung** aufeinander einwirken. Und da auch ein dazwischenliegendes Vakuum diese Fernwirkung nicht unterbinden konnte, nahm man an, dass der dazwischenliegende Raum unbeteiligt sein müsste, dass die Magnetkräfte direkt auf den anderen Körper einwirken, ohne den dazwischenliegenden Raum zu verändern. Als erster definierte Michael **Faraday** um ca. 1830 den **Begriff des Feldes**, das den zwischen den Körpern liegenden Raum durch Kraftlinien verändert (**Nahwirkungstheorie**): Der Raum wird nun selbst zum Vermittler und Überträger der Kraft.

James Clerk **Maxwell** (1831 – 1879) erweiterte die Faradayschen Ideen zu einer umfassenden elektromagnetischen Feldtheorie. Jedem Raumpunkt wird ein Feld zugeordnet, das durch seine **Feldgrößen** beschrieben wird. Im Falle des Magnetfeldes sind diese Feldgrößen H und B. Der Permanentmagnet des Tonabnehmers erzeugt ein elektromagnetisches Feld, das auf andere Körper (z.B. auf die Saite) einwirkt und dort Kräfte erzeugt. Aber auch die nun magnetisierte Saite erzeugt ein Feld, das auf den Permanentmagnet zurückwirkt. Aufbau und Änderung dieser Felder geschehen beim Tonabnehmer praktisch verzögerungsfrei.

In einer sehr allgemeinen Kraftwirkungstheorie kann jedem Raumpunkt im Magnetfeld ein mechanischer Spannungszustand zugewiesen werden. Die Elastizitätslehre unterscheidet hierbei zwischen **Normalspannung** (Kraft steht senkrecht auf der Fläche) und **Schubspannung** (Kraft verläuft in der Fläche). Beispiel: Wenn ein Stahlzylinder axial gedehnt wird, entstehen in axialer Richtung Zugspannungen, die den Zylinder verlängern. Gleichzeitig wird er aber ein klein wenig dünner, weil in radialer Richtung Druckspannungen wirken (Querkontraktion). Beim Abscheren eines Barthaares entstehen hingegen Schubspannungen, die nicht nur in diesem Beispiel auch **Scherspannungen** genannt werden.

Eine allgemeine Größe zur Charakterisierung des mechanischen Spannungszustandes ist der **Spannungstensor**: Er beschreibt die mechanische Spannungsbelastung, der ein differentiell kleines Saitenvolumen ausgesetzt ist. Durch Integration über alle diese Saitenvolumina (mathematisch durch den Gaußschen Integralsatz ausgedrückt) kommt man zu Oberflächenkräften, die in radialer Richtung auf die Saitenoberfläche einwirken. Da an der Saite/Luft-Grenzschicht zwei magnetisch sehr unterschiedliche Materialien aufeinandertreffen, kann für die flächenbezogene Normalkraft (F/S) eine sehr einfache Näherung angegeben werden:

$$\frac{F}{S} = \frac{B^2}{2\mu_0} \qquad \mu_0 = 1{,}26 \cdot 10^{-6} \,\frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \qquad 1\ \text{VAs} = 1\ \text{Nm}.$$

Die auf die Fläche bezogene Kraft ist proportional zum Quadrat der Flussdichte. Für B ist der Wert anzusetzen, der sich an der Saitenoberfläche ergibt, und nicht etwa der Wert, der ohne Saite gemessen wird. Während sich ohne Saite in ca. 2mm Abstand vor einem Tonabnehmermagnet eine Flussdichte von 20 – 50 mT einstellt, ergeben sich mit Saite ca. 200 mT. Die Saite "saugt" sozusagen aufgrund ihrer guten magnetischen Leitfähigkeit die umliegenden Flusslinien auf und erhöht damit die lokale Flussdichte. Grob abgeschätzt erhält man für ca. 3 mm^2 Saitenoberfläche bei 200 mT Flussdichte eine Magnetkraft von 48 mN. Eine genaue Berechnung ist schwierig, weil hierzu der dreidimensionale Feldverlauf in zwei nichtlinearen Medien bestimmt werden müsste. Hingegen vermitteln **Messungen** ein ausreichend genaues Bild: Hierzu wurde an einen Stahldraht (0,7 mm Durchmesser) ein Magnettonabnehmer angenähert, und die auftretende Magnetkraft gemessen (**Abb. 4.49**). Für übliche Abstände wirken bei einem Alnico-5-Magnet 10 bis 40 mN – eine gute Bestätigung der theoretischen Abschätzung. Beim typischen Humbucker (z.B. Gibson '57-Classic) sind die Kräfte geringer.

Im Vergleich zur Saitenspannkraft (50 – 200 N) sind Magnetkräfte (10 – 40 mN) sehr gering; die hiervon verursachte Saiten-Querauslenkung beträgt weniger als 0,1 mm. Trotzdem dürfen die Auswirkungen des Magnetfeldes nicht völlig ignoriert werden, denn seine Steifigkeit verändert die Saitenfrequenz. Je näher die Saite dem Magnet kommt, desto stärker wird sie angezogen. Differenzieren dieser Kraft/Abstands-Relation ergibt eine distanzabhängige Steifigkeit von –1 ... –30 N/m; im Gegensatz zu üblichen Federn ist sie negativ. Die Zahlenangaben sind als Richtwerte zu verstehen, die Messgenauigkeit ist nur mäßig.

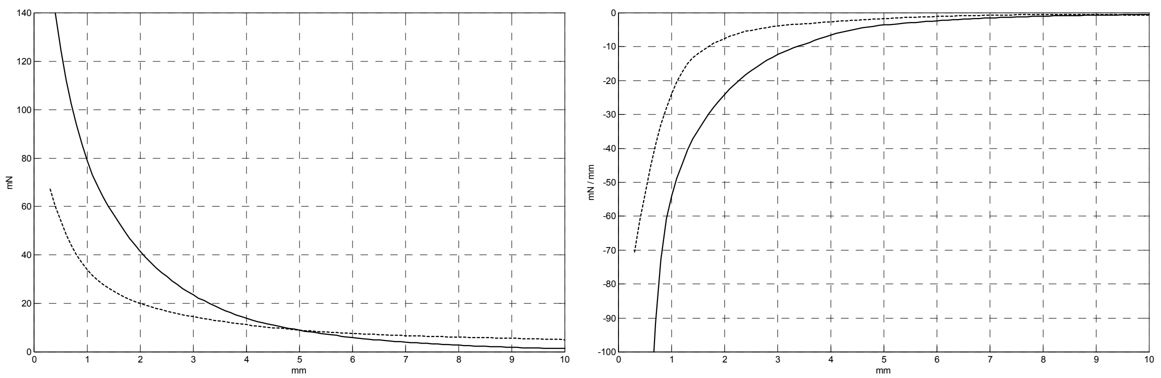


Abb. 4.49: Magnetkraft als Funktion der lichten Weite. Alnico-5, Singlecoil (——), Gibson-Humbucker (---). Im rechten Bild ist die differentielle Steifigkeit als Funktion der lichten Weite dargestellt.

Die **negative Magnetfeldsteifigkeit** wirkt sich aber nur für griffbrettnormale Schwingungen aus; bei griffbrettparallelen Saitenschwingungen bleibt der Saite/Magnet-Abstand praktisch konstant, die Magnetfeldsteifigkeit ist hierfür vernachlässigbar♣. Bei der griffbrettnormalen Schwingung bewirkt die negative Feldsteifigkeit eine Abnahme der mechanischen Steifigkeit, und damit eine Abnahme der Saiten-Teiltonfrequenz. Der Effekt ist nicht dramatisch, aber bei starken Magneten hörbar: Beim Annähern des Magneten an die Saite nimmt die Tonhöhe ab. Nun verläuft aber jede Saitenschwingung räumlich, und nicht als ebene Transversalschwingung. Selbst wenn nach dem Anzupfen kurzzeitig eine *ebene* Schwingung vorherrscht, sorgen Modenkopplung in den Lagerpunkten und nicht zuletzt das Magnetfeld für eine Drehung der ursprünglichen Schwingungsebene. Die Drehfrequenz ist niedrig (wenige Hertz), es entstehen langsame, schwebungsähnliche **Amplitudenschwankungen** im Tonabnehmersignal (4.11.3).

Außer der Tonhöhe verändert der Magnet also auch die Klangfarbe der schwingenden Saite. Ob dies gut oder schlecht ist, hängt von subjektiven Bewertungskriterien ab. Viele Gitarristen sind der Meinung, die bei der Stratocaster auftretenden chorusähnlichen Schwebungen gehören zum typischen Klang dieser Gitarre – solange sie nicht zu dominant auftreten. Die in gleich mehreren Büchern geäußerte Vermutung (bzw. bei Fachautoren "Gewissheit"), das Magnetfeld würde "die Obertöne im Vergleich zu den Grund*tönen* ganz leicht verstimmen", ist falsch: Am stärksten verstimmt wird der **Grundton**. Der sich seit 2001 fragt, wieso er plötzlich in der Mehrzahl vorkommt, und die Ankündigung: *Weitere Handbücher sind in Vorbereitung* als schiere Drohung empfindet. Aber so sind sie halt, die Grundtöne der Saite.

4.11.2 Feldbedingte Tonhöhenabweichungen

Wird ein Magnettonabnehmer an die Saite angenähert, sind drei Auswirkungen zu erwarten: Die **Tonhöhe** sinkt, es entstehen chorusähnliche **Schwebungen**, die **Amplitude** ändert sich. Die Frequenz insbesondere des Grundtones wird durch die negative Feldsteifigkeit verringert, was bei starker Ausprägung hörbar werden kann. Die Verstimmung zwischen griffbrettnormaler und griffbrettparalleler Schwingung bewirkt Schwebungen, die geänderte Frequenzrelation der Teiltöne erzeugt in nachfolgenden nichtlinearen Systemen zusätzliche Teiltöne, die den Choruseindruck noch verstärken können. Echte Dämpfung, d.h. Entzug von Schwingungsenergie, tritt nur in unbedeutendem Umfang auf. Zunächst zur Tonhöhe:

♣ Wenn die Saite deutlich neben der Magnetachse verläuft, werden beide Schwingungsrichtungen beeinflusst.

Die Resonanzfrequenz eines schwingungsfähigen Masse-Feder-Systems hängt von der Wurzel aus der Federsteifigkeit ab. Die vom Magnetfeld verursachte Steifigkeit ist negativ, weil das Annähern des Magneten keine Kraft *in Richtung* der Bewegung erfordert (wie bei jeder normalen Feder), sondern in Gegenrichtung: Der Magnet muss nicht mit Kraftaufwand gegen die Saite gedrückt werden, sondern ganz im Gegenteil zurückgehalten werden. Die hierbei auftretende negative Steifigkeit verringert die Gesamtsteifigkeit der Saite, und erniedrigt die Schwingfrequenz. Inwieweit dieser Effekt frequenzabhängig auftritt, d.h. welche Teiltöne hiervon besonders betroffen sind, kann mit der **Leitungsanalogie** untersucht werden. Hierbei beschreibt man das mechanische System der schwingenden Saite durch eine analoge elektrische Schaltung, mit den Entsprechungen: Kraft/Strom, Schnelle/Spannung, Feder/Spule, Masse/Kondensator [3]. Der prinzipielle Effekt lässt sich an einer ungedämpften ebenen Transversalwelle studieren, die am Ende ideal am festen Lager reflektiert wird. Der Saite entspricht hierbei eine am Ende kurzgeschlossene elektrische Leitung, deren Länge im Vergleich zu den Wellenlängen nicht mehr als kurz anzusehen ist [z.B. Meinke]. Die entsprechende *mechanische* Eingangsimpedanz $\underline{Z}_E$ hängt ab vom Wellenwiderstand Z_W, vom Abschlusswiderstand ($\underline{Z}_{\text{Abschluss}} \to \infty$, wegen Schnelle $v = 0$), von der Leitungslänge l, von der Frequenz f, und von der Phasengeschwindigkeit c. Alle diese Systemparameter lassen sich über Analogiegesetze auf mechanische Größen zurückführen: Die Saitenspannkraft Ψ, die Saitendichte ρ, die Saitenlänge l, und die Saitenquerschnittsfläche A.

$$\underline{Z}_E = \frac{Z_W}{j \cdot \tan \beta l}; \qquad \beta = \frac{\omega}{c} = 2\pi f \sqrt{\rho A / \Psi}; \qquad Z_W = \sqrt{\rho A \Psi} \qquad \text{Leitung}$$

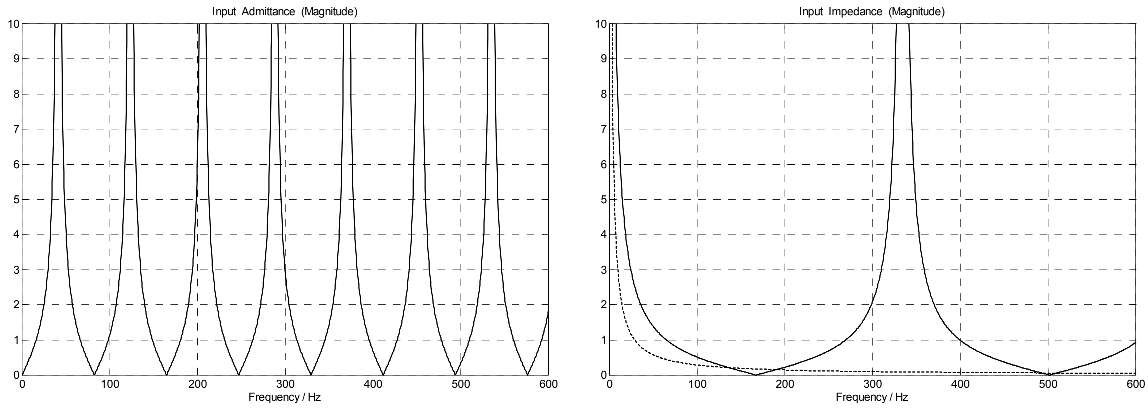
Nimmt man an *beiden* Saitenenden ein festes Lager an ($\underline{Z}_{el} = 0 \;\hat{=}\; \underline{Z}_{mech} = \infty$), so ergeben sich die Eigenfrequenzen (Teiltonfrequenzen) der Saite an den Polen der Tangensfunktion, d.h. bei ganzzahlig Vielfachen der Grundfrequenz $f_G = c/2l$. Der Kehrwert der Grundfrequenz ist die Laufzeit über $2l$, d.h. vom Leitungsanfang bis zum reflektierenden Ende und wieder zurück. Um den Einfluss der negativen Feldsteifigkeit in das Leitungsmodell aufzunehmen, zerteilt man die Saite in zwei hintereinanderliegende Leitungen: Eine erste Leitung der Länge l_1 vom Sattel bis zum Tonabnehmer, und eine zweite Leitung der Länge l_2 vom Tonabnehmer bis zum Steg. Die mechanische Abschlussimpedanz $\underline{Z}$ der ersten Leitung ist dann die Summe aus der Eingangsimpedanz der zweiten Leitung $\underline{Z}_2$ und der Steifigkeitsimpedanz $\underline{Z}_S$: Die Eingangsimpedanz $\underline{Z}_1$ der ersten Leitung (vom Sattel aus betrachtet) ergibt sich hiermit zu:

$$\underline{Z}_1 = \frac{\underline{Z} + jZ_W \cdot \tan \beta l_2}{1 + j\,\underline{Z}/Z_W \cdot \tan \beta l_2} \qquad \underline{Z} = \underline{Z}_2 + \underline{Z}_S \qquad \underline{Z}_S = \frac{s}{j\omega}$$

Die Eigenfrequenzen liegen an den Polen der Impedanzfunktion, d.h. bei $\underline{Z}_1 \to \infty$.

Selbstverständlich kann die Eingangsimpedanz auch vom Steg aus berechnet werden, mit identischem Ergebnis. Für eine erste Kontrolle nimmt man die magnetische Feldsteifigkeit zu null an ($\underline{Z}_S = 0$, $\underline{Z} = \underline{Z}_2$), und erhält mit den Daten einer E_2-Saite tatsächlich die Teiltonfrequenzen bei Vielfachen von 82,4 Hz. Erwartungsgemäß kann eine Feder, deren Steifigkeit null ist, keine Änderungen verursachen. Für jede von null verschiedene Steifigkeit s geht der Betrag von $\underline{Z}_S$ mit wachsender Frequenz gegen null ($\underline{Z}_S = s/j\omega$), woraus sofort zu ersehen ist, dass die magnetische Feldsteifigkeit nur bei den tieffrequenten Teiltönen eine Verstimmung bewirken kann. Da die Feldsteifigkeit negativ ist, *erniedrigen* sich die Teiltonfrequenzen.

In **Abb. 4.50** ist links oben die berechnete (mechanische) Eingangsadmittanz einer E_2-Saite (82,4 Hz) dargestellt. Die Admittanz ist der Kehrwert der Impedanz, ihre Nullstellen liegen bei den Polen von $\underline{Z}_E$. Das obere rechte Bild zeigt den Impedanzbetrag eines 16 cm langen Teilstückes (zwischen Magnet und Steg gelegen, sowie den Impedanzbetrag einer Magnetfeldsteifigkeit (–180 N/m). Ihr Zahlenwert wurde unüblich groß gewählt, um den Effekt zu verdeutlichen. Links unten sind die Auswirkungen dieser Feldfeder auf den Admittanzbetrag der gesamten Saite zu sehen: Insbesondere der erste und zweite Teilton werden verstimmt. Zur Berechnung wurde als Wellenwiderstand 0,7 Ns/m angenommen; die Saitenlänge ist 65 cm, in 16 cm Abstand vom Steg befindet sich der Magnet. Die Teiltonfrequenzen der Saite liegen bei den Nullstellen der Admittanz. Dispersion wurde nicht nachgebildet.



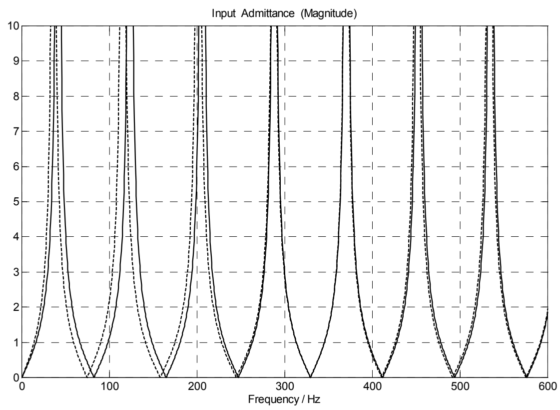


Abb. 4.50: Betragsfrequenzgänge.
Oben links: Admittanz-Betrag einer E2-Saite.
Oben rechts: Impedanzbetrag der Feldsteifigkeit (---), Impedanzbetrag eines 16 cm langen Teilstücks (—); beide Impedanzen sind zu addieren.
Unten links: Admittanzbetrag wie oben links (—), Admittanzbetrag mit zusätzlicher Feldsteifigkeit (---).
Nullstellen → Teiltonfrequenzen.

Ergänzend zu den o.a. Berechnungen sind in **Abb. 4.51** Messungen an einer E_2-Saite dargestellt. Auf eine Ovation Massivholzgitarre (EA-68, Piezotonabnehmer) wurde eine Fender-E2-Saite (3150, 1,1mm Durchmesser) aufgezogen, das Piezosignal wurde analysiert. Die Magnetkräfte erzeugte ein 18 mm langer Alnico-5-Magnet (5 mm Durchmesser), der 16 cm vom Steg entfernt an die Saite angenähert wurde.

Abb. 4.51 zeigt, dass eine genaue Frequenzanalyse problematisch ist: Die auftretenden Verstimmungen betragen nur wenige Hertz, so dass eine Frequenzauflösung von unter 1 Hz wünschenswert ist. Im hierfür benötigten Zeitfenster (mehr als 1 s) ist die Saitenschwingung aber nicht mehr als stationär anzusehen. Die gewählten DFT-Fenster stellen einen Kompromiss zwischen Zeit- und Frequenzauflösung dar (Analyse mit CORTEX-Software *Viper*).

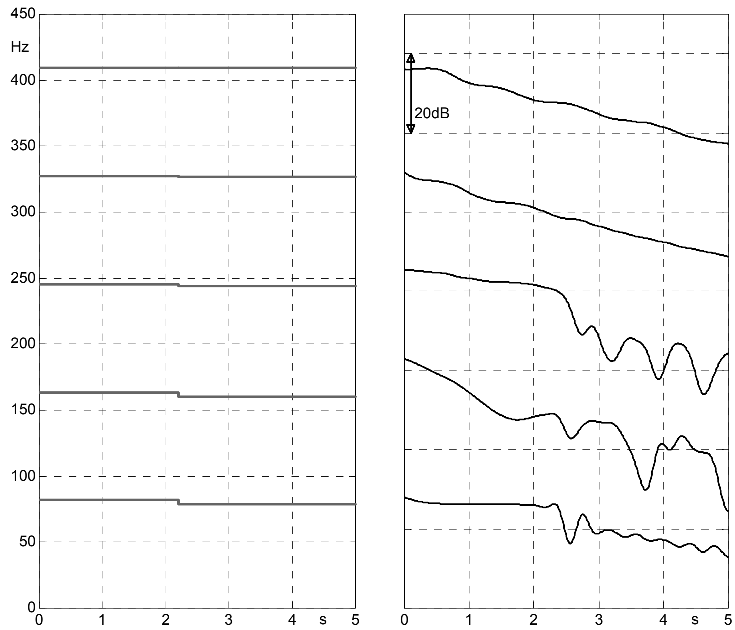


Abb. 4.51: Spektrogramm (links) und Teiltonpegelverlauf (rechts) einer ausschwingenden E2-Saite. Bei 2.2 s wurde an die schwingende Saite ein Magnet angenähert.
Ab 2.2 s nehmen die Frequenzen der ersten und zweiten Harmonischen ab. Bei der 3. Harmonischen ist hauptsächlich eine Pegeländerung festzustellen, die 4. und 5. Harmonische bleiben unverändert (wie auch alle weiteren höheren Harmonischen).

4.11.3 Feldbedingte Amplitudenschwankungen

Messung und Leitungsmodell zeigen übereinstimmend, dass durch den Permanentmagnet die Frequenzen der niedrigsten Harmonischen verstimmt werden. Diese Verstimmung tritt hauptsächlich bei griffbrettnormalen Schwingungen auf; parallel zum Griffbrett, und damit parallel zur Magnetpoloberfläche, sind Feld- und Kraftänderungen nur schwach ausgeprägt. Für die räumliche Saitenschwingung bedeutet dies, dass zwei verschiedenfrequente, räumlich orthogonale Schwingungen auftreten, deren Überlagerung **schwebungsähnliche Pegeländerungen** hervorruft. Bezeichnet man die griffbrettnormale Komponente mit y, und die griffbrettparallele Auslenkung mit x, so gilt für die Gesamtauslenkung ξ in Vektorschreibweise:

$$\vec{\xi} = \begin{pmatrix} \hat{x} \cdot \cos(\omega_1 t) \\ \hat{y} \cdot \cos(\omega_2 t + \varphi) \end{pmatrix} \qquad \begin{aligned} \hat{x} &= \text{Amplitude der } x\text{-Komponente} \\ \hat{y} &= \text{Amplitude der } y\text{-Komponente} \end{aligned}$$

Bei monofrequenten Schwingungen ($\omega_1 = \omega_2$) bewegt sich ein Saitenpunkt damit je nach Amplitudenverhältnis $\hat{y}/\hat{x}$ und Phasenverschiebung φ auf einer Strecke, einer Ellipse oder einem Kreis♣ (**Lissajous**-Figuren). Sind die beiden Frequenzen hingegen ungleich, so wechseln sich die o.g. Figuren mit fließenden Übergängen ab. Diese zeitliche Änderung der Kurvenform wird offensichtlich, wenn man für kleine Frequenzunterschiede umformt:

$$\omega_2 t + \varphi = \omega_1 t + \Delta\omega t + \varphi = \omega_1 t + \varphi(t)$$

Sowohl die x- als auch die y-Schwingung enthalten $\omega_1 t$, bei der y-Schwingung existiert aber zusätzlich eine (langsame) zeitabhängige Phasenverschiebung $\varphi(t)$. Ein Sensor, der nur exakt die deckennormale Schwingung abtastet, wird von der sich ändernden Kurvenform jedoch nichts mitbekommen, denn $\hat{y}$ ist zeitinvariant.

♣ Strecke und Kreis sind Sonderformen der Ellipse.

Es ist aber nicht zu erwarten, dass ein realer Sensor eine derart perfekte Richtungssensibilität aufweist: Zwar sind übliche Magnettonabnehmer tatsächlich für griffbrettnormale Schwingungen am empfindlichsten, bei griffbrettparallelen Schwingungen geht die Empfindlichkeit aber nicht auf null zurück, sondern auf ca. 1/10. Damit ist die erzeugte Spannung eine Kombination aus x- und y-Schwingung, die im einfachsten Fall als **Linearkombination** dargestellt werden kann:

$$u(t) = U\big(\cos(\omega_2 t + \varphi) + k \cdot \cos(\omega_1 t)\big) \qquad k = \text{relativer } x\text{-Anteil}$$

Für $k = 1$ steht hier die allgemein bekannte Formel einer Schwebung, für $k \ll 1$ kann das Signal näherungsweise als Mischung aus Amplituden- und Frequenzmodulation aufgefasst werden. Eine kosinusförmige Frequenzmodulation ist bei kleinem Modulationsindex in guter Näherung durch drei Spektrallinien beschreibbar [3]:

$$u_{FM} = U\left[\cos(\omega_2 t) - \frac{m}{2}\cos\big((\omega_2 + \Delta\omega)t\big) + \frac{m}{2}\cos\big((\omega_2 - \Delta\omega)t\big)\right]$$

Wird dieses FM-Signal amplitudenmoduliert, so ist die AM auf jede der drei Spektralkomponenten anzuwenden. Vernachlässigt man hierbei die $m^2/4$-Terme (wegen $m \ll 1$), so heben sich die Linien bei $\omega_2 + \Delta\omega$ weg, während sich die Amplituden bei $\omega_2 - \Delta\omega$ addieren:

$$u = U\big[\cos(\omega_2 t) + m \cdot \cos\big((\omega_2 - \Delta\omega)t\big)\big] \qquad \omega_2 - \Delta\omega = \omega_1$$

Dieses Signal entspricht der o.a. Linearkombination für $\varphi = 0$; für andere Phasenverschiebungen sind entsprechende Umformungen möglich. Hiermit ist gezeigt, dass für verschiedenfrequente x- und y-Schwingungen bei $k = 1$ eine Schwebung, und bei k < 1 eine Mischung aus AM und FM entsteht. Diese Erkenntnis lässt sich auch aus der Projektion der Summe zweier verschiedenfrequenter Zeiger ableiten. Nimmt man als Beispiel an, dass der Tonabnehmer für y-Schwingungen achtmal so empfindlich ist wie für x-Schwingungen ($k = 0.125$), so ändert sich die Amplitude der Tonabnehmerspannung bei $\hat{y} = \hat{x}$ um $\pm 12{,}5\%$, entsprechend ± 1 dB. Die Modulationsfrequenz entspricht hierbei der Differenzfrequenz, also der durch den Magnet verursachten Verstimmung (z.B. 1 Hz). Die Amplitudenrelation $\hat{y} = \hat{x}$ bedeutet, dass die Saite unter 45° zum Griffbrett schwingt. Für größere Neigung (in Richtung griffbrettnormal) verringert sich der Amplitudenmodulationsgrad, für kleinere Neigung (→ griffbrettparallel) vergrößert er sich, bis bei arctan(1/8) = 7° eine exakte Schwebung erreicht wird: Die Pegeländerung ist hierbei theoretisch unendlich.

Die o.a. Linearkombination ist nur ein einfaches Modell zur Beschreibung zeitlicher Pegelschwankungen. Beim Magnettonabnehmer hängt die induzierte Spannung über **nichtlineare** Gleichungen von der x- und y-Schnelle ab, was zu zusätzlichen Summen- und Differenztönen führt. Da sich hierbei aber keine völlig andersartigen Effekte ergeben, wurde auf eine genaue Untersuchung verzichtet. Ein weiterer Effekt, der ebenfalls nicht quantitativ ausgemessen wurde, wirkt in den beiden **Saitenlagern** (Steg / Sattel). Beide Lager werden idealisiert als starr angenommen, zeigen in Wirklichkeit aber eine richtungsabhängige Nachgiebigkeit. Als Konsequenz muss der Reflektionsfaktor modenübergreifend definiert werden: Eine reine y-Schwingung wird zum kleinen Teil auch in x-Richtung reflektiert, und umgekehrt. Auch wenn die Saite z.B. exakt griffbrettnormal angeschlagen wird, stellt sich nach kurzer Zeit auch eine griffbrettparallele Schwingungskomponente ein, die im Tonabnehmer zu Amplitudenschwankungen führt; das Magnetfeld kann diese verstärken oder abschwächen.

Auch das (vorwiegend) griffbrettnormal verlaufende **Magnetfeld** kann eine **Drehung** der Schwingungsebene herbeiführen, sofern diese nicht exakt griffbrettnormal oder exakt griffbrettparallel liegt: Bei einer schräg verlaufenden Schwingung wird die Saite im magnetnahen Umkehrpunkt stärker angezogen als im magnetfernen. Zerlegung der Magnetkraft in einen komplanaren und einen orthogonalen Anteil ergibt eine Drehkraft, die die Saitenschwingung aufzurichten versucht (in Richtung griffbrettnormal).

Zuletzt muss noch bedacht werden, dass die Feldsteifigkeit **nichtlinear** ist: Mit geringer werdendem Abstand nimmt der Betrag der Steifigkeit zu. Eine Simulation mit einem nichtlinearen Leitungsmodell ergab selbst bei exakt griffbrettnormalen Schwingungen leichte Schwebungen, deren prozentuale Schwankungsstärke aussteuerungsabhängig ist.

Zusammengefasst: Schon ohne Magnetfeld entstehen Pegelschwankungen, die für jeden Teilton nach eigenen Gesetzen verlaufen. Ursache hierfür sind anisotrope Lager-Reflexionen, d.h. schwingrichtungsabhängige Lagerimpedanzen und Modenkopplungen. Das Magnetfeld verstimmt die griffbrettnormale Schwingungskomponente, wodurch bestehende Schwankungen verstärkt, aber auch abgeschwächt werden können. Nichtlinearitäten in der Mechanik und bei der mechanoelektrischen Wandlung erzeugen zusätzliche Nebenlinien im Spektrum, sodass in summa für jeden Teilton ein komplizierter Pegelverlauf entstehen kann.

Abb. 4.52 zeigt den selektiv gemessenen Verlauf der Teiltonpegel einer E_2-Saite. Die Aufnahmen erfolgten mit dem eingebauten Piezo-Tonabnehmer, ohne Magnetfeld. Die Unterschiede zwischen den beiden Bildern sind sowohl auf die Anschlagtechnik, als auch auf nicht identische Gitarrenhaltung und möglicherweise geringfügig andere Stimmung und Gitarrentemperatur zurückzuführen. Bei diesen ersten orientierenden Versuchen wurde deutlich, dass die Gitarre nicht irgendwie auf dem Oberschenkel aufgesetzt werden darf, sondern definiert unterstützt werden muss. Zweckmäßige Rahmenbedingungen sind "in vivo" (Gitarre am Gurt umgehängt, Greifhand definiert am Hals), und "in vitro" (Gitarre am Gurtpin aufgehängt, Hals unbedämpft).

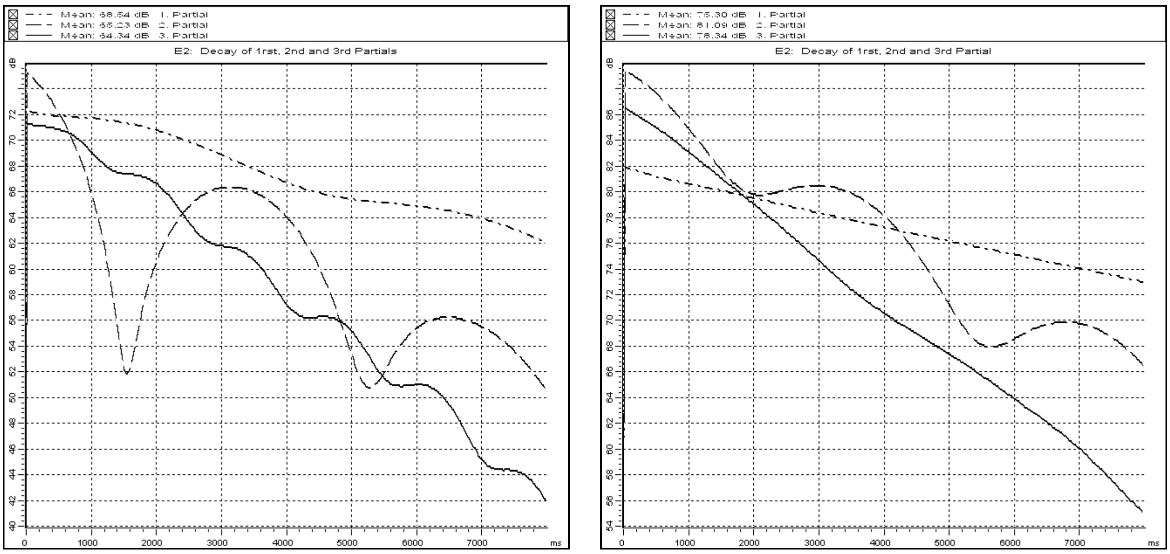


Abb. 4.52: Abklingen der ersten drei Teiltonpegel nach Plektrumanregung (links) bzw. griffbrettnormalem Anregungsimpuls (rechts). E2-Saite, kein Magnet, Ovation EA-68, Piezotonabnehmer. Die Aufnahmen erfolgten an unterschiedlichen Tagen.

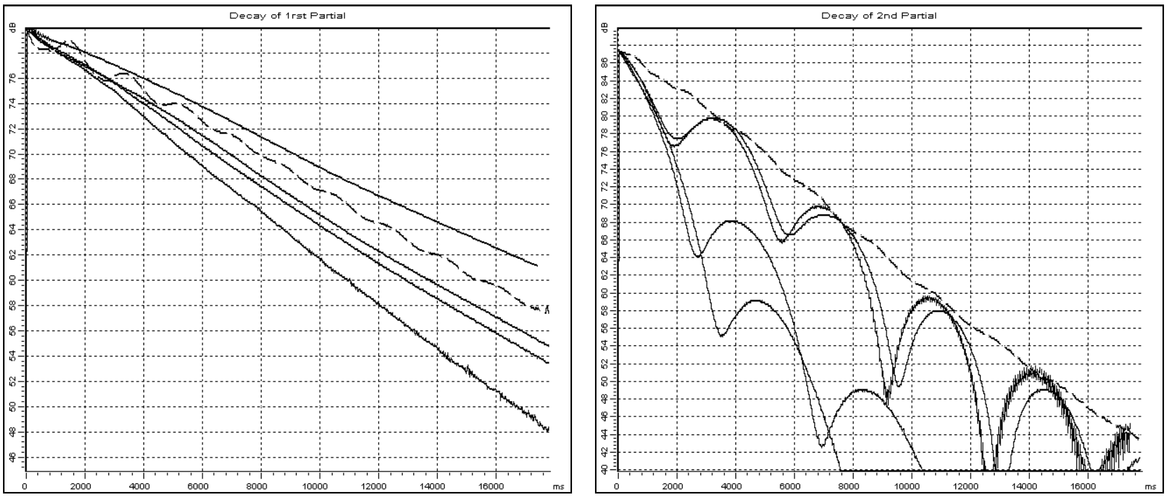


Abb. 4.53: Abklingen der ersten beiden Teiltonpegel nach griffbrettnormalem Anregungsimpuls. E2-Saite, Ovation EA-68, Piezotonabnehmer. Durchgezogene Linien: Ohne Magnet, gestrichelt: Alnico-5-Magnet in Neck-Pickup-Position, 2,5 mm Distanz zwischen Saite und Magnet. Links Grundton, rechts 2. Harmonische.

In **Abb. 4.53** ist das Abklingen der ersten beiden Teiltöne dargestellt. Die durchgezogenen Linien ergaben sich bei Messungen ohne Magnetfeld. Die oberste, am langsamsten abfallende Kurve zeigt den Pegelabfall bei unbedämpftem Hals, die darunter liegenden drei durchgezogenen Kurven gehören zu Messungen, bei denen die Greifhand den Hals unterschiedlich umfasst, ohne allerdings die Saiten zu berühren. Die gestrichelte Linie wurde ohne Halsbedämpfung, aber mit Magnetfeld gemessen (Alnico-5-Magnet 16 cm vom Steg entfernt). In beiden Bildern ist ein starker Einfluss der Greifhand auf das Abklingverhalten (Sustain) zu beobachten: Die Hand wirkt in erster Linie als Dämpfungswiderstand, der Schwingungsenergie entzieht. Beim Grundton (linkes Bild) fällt der Pegel ohne Magnetfeld linear über der Zeit ab (exponentielle Spannungs-Hüllkurve), mit Magnetfeld entsteht eine leichte Pegelschwankung. Ganz anders bei der 2. Harmonischen: Ohne Magnetfeld zeigen sich starke Pegelschwankungen, mit Magnetfeld erfolgt ein fast schwankungsfreier Abfall. **Abb. 4.54** zeigt ähnliche Auswertungen für griffbrettparallele Anregung (beide mit Magnetfeld).

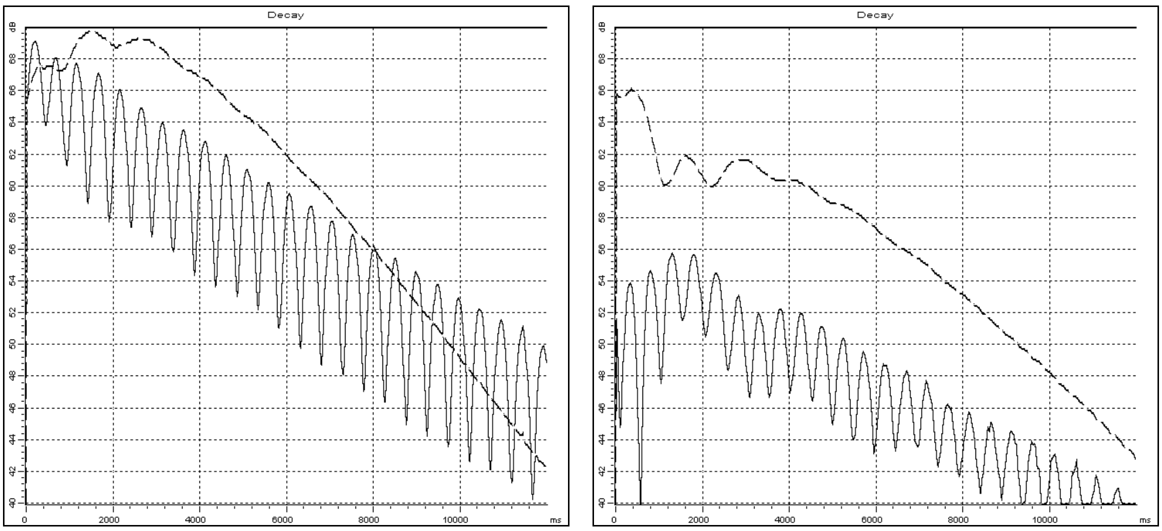


Abb. 4.54: Abklingen des ersten (durchgezogen) und dritten (gestrichelt) Teiltones nach griffbrettparalleler Anregung. Mit Alnico-5-Magnet in Neck-Pickup-Position. Der einzige Unterschied zwischen beiden Bildern ist eine geringfügig geänderte Anschlagrichtung.

4.11.4 Feldbedingte Dämpfungen

Tonabnehmermagneten wird nachgesagt, sie würden durch ihre Anziehungskräfte das Ausschwingverhalten der Saite stören und das Sustain verschlechtern. Tatsächlich können – wie in Kap. 4.11.3 gezeigt wurde – durch die Magnetfeldsteifigkeit Änderungen bei den Schwankungsparametern auftreten; bei geringem Magnetabstand werden diese Änderungen auch hörbar. Eine (ideale) Feder ist aber nicht in der Lage, aus einem Schwingsystem Wirk-Energie zu entziehen. Drückt man eine ideale Feder (mit positiver Steifigkeit) zusammen, so speichert sie Energie. Beim Entspannen gibt sie diese Energie aber vollständig und verlustfrei zurück. Die Nachrichtentechnik spricht hierbei von **Blindenergie**, im Gegensatz zur **Wirkenergie**, die in einem Reibungswiderstand "verloren geht". Der Terminus "Energieverlust" ist natürlich nicht global zu sehen: Energie kann nicht wirklich verloren gehen, sie wird aber im Fall des Reibwiderstandes irreversibel (d.h. nicht umkehrbar) in Wärme umgewandelt und steht damit dem Schwingsystem nicht mehr zur Verfügung.

Energetische Betrachtungen sind beim Gitarrentonabnehmer allerdings gefährlich und können zu falschen Schlussfolgerungen führen: Der Tonabnehmer wandelt nämlich nicht die Schwingungsenergie der Saite in elektrische Energie, er partizipiert vielmehr von <u>einer</u> Schwingungskomponente. Handelsübliche Magnettonabnehmer reagieren vor allem auf griffbrettnormale Schwingungen; würde ein Magnet die Ebene der Saitenschwingung von griffbrettnormal auf griffbrettparallel drehen, so hätte dies keinen Einfluss auf die Schwingungsenergie – die Tonabnehmer-Ausgangsspannung würde sich aber trotzdem verringern. Glücklicherweise ist diese Drehung aber eher in Gegenrichtung festzustellen (von griffbrettparallel auf griffbrettnormal); in diesem Fall vergrößert der Magnet sogar die Tonabnehmer-Ausgangsspannung, ohne aber die Schwingungsenergie zu vergrößern.

An einer Stelle ist allerdings Wirkleistung vonnöten: Die vom Tonabnehmer gelieferte elektrische Spannung erwärmt die ohmschen Widerstände der elektrischen Beschaltung – und diese Wirkleistung muss der Saitenschwingung entzogen werden, da es sich beim Magnettonabnehmer um einen passiven Wandler handelt [3]. Auch sog. aktive Tonabnehmer sind bezüglich ihres Wandlungsprozesses passiv; lediglich die erste Verstärkerstufe sitzt bei ihnen an einem anderen Ort. Die **ohmschen Widerstände** im elektrischen Tonabnehmer-Lastkreis sind das Volume-Potentiometer, das Tone-Potentiometer, der Verstärker-Eingangswiderstand, und der Wicklungswiderstand. Die Grenzfrequenz der 250-kΩ-50-nF-Reihenschaltung (Tone-Poti) beträgt 13 Hz, für höhere Frequenzen stellt der Kondensator näherungsweise einen Kurzschluss dar. Bei der Standardschaltung liegen die beiden Potentiometer-Widerstände und der Verstärker-Eingangswiderstand somit parallel, woraus ein Gesamtwiderstand von 100-200 kΩ resultiert. Dazu ist noch der Wicklungswiderstand (4-15 kΩ) zu addieren. Im Bereich der Tonabnehmer/Kabel-Resonanz müsste bei genauer Berechnung noch eine Lasttransformation berücksichtigt werden, die folgende Orientierungsrechnung geht vereinfachend von 100 kΩ aus. Ein Tonabnehmer, der 100 mV erzeugt, produziert nach dieser Berechnung eine Wirkleistung von $P = U^2/R = 0{,}1\ \mu\mathrm{W}$. Das ist sehr wenig, muss aber in Relation zur Saitenenergie gesehen werden.

Die kinetische Energie einer Teilmasse dm beträgt $dm\,v^2/2$. Hierbei ist v die Geschwindigkeit der Teilmasse. Die maximale **kinetische Energie der Saite** tritt beim Durchgang durch die Ruhelage auf. Integration über die gesamte Saitenlänge (bei sinusförmig ortsabhängiger Geschwindigkeit) liefert $W = m v^2/4$, mit m = Masse der gesamten Saite und v = Geschwindigkeit im Nulldurchgang.

Ein typischer Stratocaster-Tonabnehmer erzeugt mit einer 0,66-mm-Massivsaite (bei 2 mm Magnet-Abstand) eine Effektivspannung von $U = v \cdot 0{,}186\,\mathrm{V}$; die Geschwindigkeit v ist als Effektivwert in m/s einzusetzen. Jedoch ist nicht die Geschwindigkeit aus der Energieformel gemeint, sondern die Geschwindigkeit der Saite *über* dem Tonabnehmer. Bei einer Schwingung in der Grundmode liegt das Maximum der Geschwindigkeit in Saitenmitte (12. Bund); über dem Halstonabnehmers ist v nur ca. 0,69 mal so groß. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass in der Energieformel die *Amplitude* der Geschwindigkeit steht, während für die Spannungsberechnung der *Effektivwert* der Geschwindigkeit benötigt wird. Hieraus ergeben sich mechanische Energie W und elektrische Leistung P zu:

$$W_{mech} = \frac{1}{4} m \hat{v}^2 \qquad P_{el} = \frac{U^2}{R} = \frac{(0{,}186 \cdot 0{,}69 \cdot \tilde{v})^2}{100\,\mathrm{k\Omega}} \qquad \frac{P_{el}}{W_{mech}} = \frac{3{,}3 \cdot 10^{-7}}{m} \cdot \frac{\mathrm{kg}}{\mathrm{s}}$$

Die Leistung P ist der Quotient aus Energieverlust dW und Dauer dt (Leistung ist Energie pro Zeit), der relative Energieverlust ist somit $dW/W = P\,dt/W$. Mit der Saitenmasse 1,78g berechnet sich der relative Energieverlust pro Sekunde zu 0,019 %. Das zeitbezogene Dämpfungsmaß, die **Decayrate** D, ergibt sich damit zu:

$$D = 10 \lg \frac{W}{W - \Delta W} \frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} = -10 \lg \left(1 - \Delta W / W\right) \frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} \approx \frac{10}{\ln 10} \cdot \frac{\Delta W}{W} \frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} = 4{,}34 \frac{\Delta W}{W} \frac{\mathrm{dB}}{\mathrm{s}} \quad ♣$$

ΔW ist hierbei der Energieverlust über 1 s, der sich zu $P \cdot 1\,\mathrm{s}$ berechnet. Mit der o.a. Saite erhält man eine Decayrate von 0,0008 dB/s. Dies ist der Pegelverlust, der sich aus der elektrischen Bedämpfung ergibt. Selbst wenn man viel effizientere Tonabnehmer mit z.B. zehnmal so großem Übertragungskoeffizient annimmt, ist dieser Effekt immer noch minimal und im Vergleich zu anderen Dämpfungsmechanismen sicher zu vernachlässigen.

Damit scheinen sich einfache Verhältnisse zu ergeben: Das Magnetfeld wirkt vor allem auf die tiefen Harmonischen als Feder, die elektrischen Verluste sind vernachlässigbar. Ganz so einfach ist's aber doch nicht. Die Probleme beginnen schon bei der **Messung der Abklingkurven.** Es ist relativ einfach, geeignete DFT-Fenster zu wählen, die eine genügend schnelle und selektive Messung einzelner Harmonischer ermöglichen. Bei den meisten Messungen mit der CORTEX-Software *Viper* erwies sich das 50-dB-Kaiser-Bessel-Fenster mit N = 4096 und Zero-Padding = 2 als gut geeignet. Die Abklingkurven der Teiltonpegel sind aber häufig gekrümmt und erschweren dadurch eine Modellierung. In **Abb. 4.55** sind Pegelverläufe für die E_2-Saite dargestellt, gemessen ohne und mit Magnetfeld. Wie will man hier das Abklingen (das Sustain) mit <u>einer</u> Zahl quantisieren? Als Pegeländerung während der ersten Sekunde? Jedes Zeitintervall erscheint hierbei willkürlich. Dem Gitarrist wird es ziemlich egal sein, nach welcher Funktion der Pegel abfällt, für die Ursachenforschung spielt es aber schon eine Rolle, ob der Pegelabfall durch Dissipation oder durch Austausch von Schwingungsenergie zustande kommt. Im Fall relativ schneller Schwebungen (rechtes Bild) ist es noch einfach, aus den Maxima eine zeitliche Hüllkurve zu ermitteln. Falls die Schwebungsperiode aber 10 s oder noch länger dauert, kann die Messung unmöglich werden: Bis das nächste Schwebungsmaximum erreicht ist, hat die Schwingung wegen anderer Dämpfungsmechanismen u.U. zu stark abgenommen. Es ist auch nicht sonderlich praxisnah, aus einem 30-sekündigen Pegelabfall Mittelwerte zu extrahieren, da in der Musik Töne selten so lange ausgehalten werden. Na gut, *A day in the life*. Aber das war <u>ein</u> Tag! Und keine Gitarre, sondern ein Klavier!

♣ Näherung für $\Delta W \ll W$

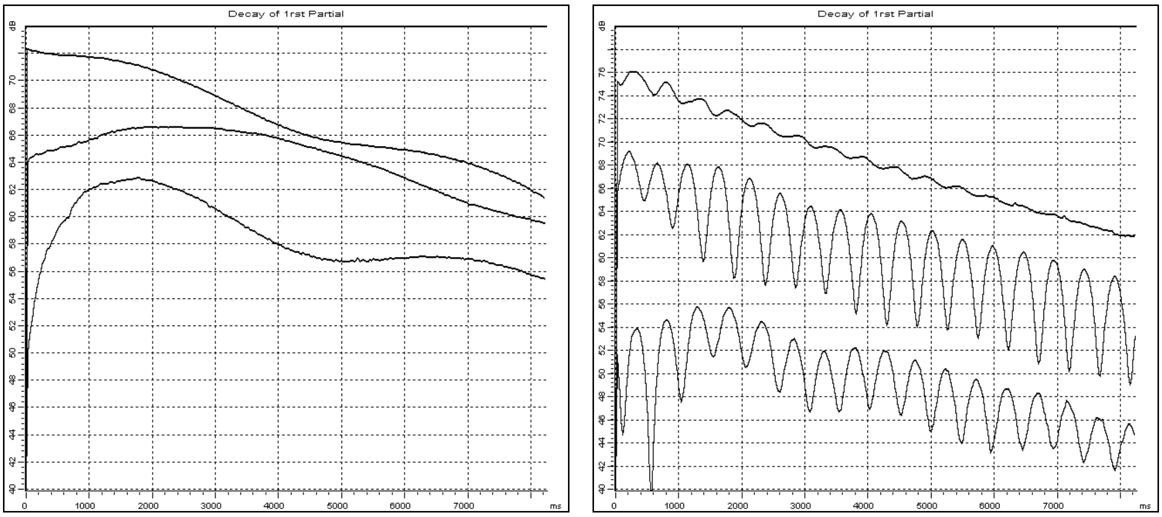


Abb. 4.55: Abklingen des Grundtonpegels der E2-Saite nach unterschiedlicher Anregung; ohne Magnetfeld (links), mit Magnetfeld (rechts).

Da aber in Gitarristenkreisen immer wieder darüber diskutiert wird, ob und wie der Tonabnehmermagnet die Saitenschwingung bedämpft (und das Sustain verkürzt), soll doch noch ein Versuch zur Klärung unternommen werden. Hierzu wurde die Gitarre (Ovation EA-68) am Gurtpin aufgehängt und die E_2-Saite (Fender 3150) mit einem Pendel reproduzierbar angeschlagen. In einer Brücke über dem letzten Bund konnte ein Alnico-5-Magnet in unterschiedlichem Abstand über der Saite montiert werden. Gemessen wurde das vom Piezo-Tonabnehmer erzeugte Signal (**Abb. 4.56**). Bei der <u>1. Harmonischen</u> verursacht der 2,5 mm entfernte Magnet nur eine geringfügige Pegelreduktion, die kaum auffällt. Bei geringerem Magnetabstand ist der Pegelverlust erheblich. Bei der <u>2. Harmonischen</u> liegt ohne Magnetfeld eine starke Schwebung vor; ein schwaches Magnetfeld (b) erhöht den Pegel, ein starkes Magnetfeld (c, d) führt zu einem deutlichen Pegelverlust. Fast das gegenteilige Verhalten zeigt die <u>3. Harmonische</u>: Hier kommt es im schwachen Magnetfeld (b) zu starken Schwebungen. Die Unterschiede bei den restlichen Harmonischen sind so gering, dass sie in der Größenordnung der Reproduziergenauigkeit liegen.

Aus diesen Messungen kann nur gefolgert werden, dass das Magnetfeld das Ausklingen der Teiltöne *verändert*; lediglich bei den ersten beiden Harmonischen ist der Begriff *Dissipation* bedingt gerechtfertigt – ihnen wird durch das Magnetfeld tatsächlich im wesentlichen Umfang Schwingungsenergie entzogen. Wobei aber zu berücksichtigen ist, dass in der Praxis der Halstonabnehmer-Magnet niemals auf 1 mm an die Saite angenähert wird: Die Saite würde sonst auf den Magnet aufschlagen. Die **geringen Abstände** wurden für die Messungen gewählt, um einen deutlichen Effekt zu erzeugen. Erst in dieser untypischen Situation zeigen sich eindeutige Dissipationseffekte (Abb. 4.56 links oben, Kurve c und d). Während der ersten Sekunden fällt der Grundtonpegel viel schneller als im späteren Verlauf. Dass die Schwankungsfrequenz mit 4 Hz höher ist als bei Kurve b, liegt an der größeren negativen Feldsteifigkeit, die zu größeren Verstimmungen führt. Die zeitabhängige Steigung der Hüllkurve muss auf einen nichtlinearen Dissipationseffekt zurückgeführt werden, also auf eine aussteuerungsabhängige Dämpfung. Möglicherweise handelt es sich hierbei um **Ummagnetisierungsverluste** in der Saite. Da die Feldstärke vor dem Magnetpol stark inhomogen (ortsabhängig) ist, ändern sich in der Saite beim Ausschwingen Feldstärke und Flussdichte. Die hierbei in der Mikrostruktur auftretenden Umorientierungsvorgänge sind teilweise irreversibel.

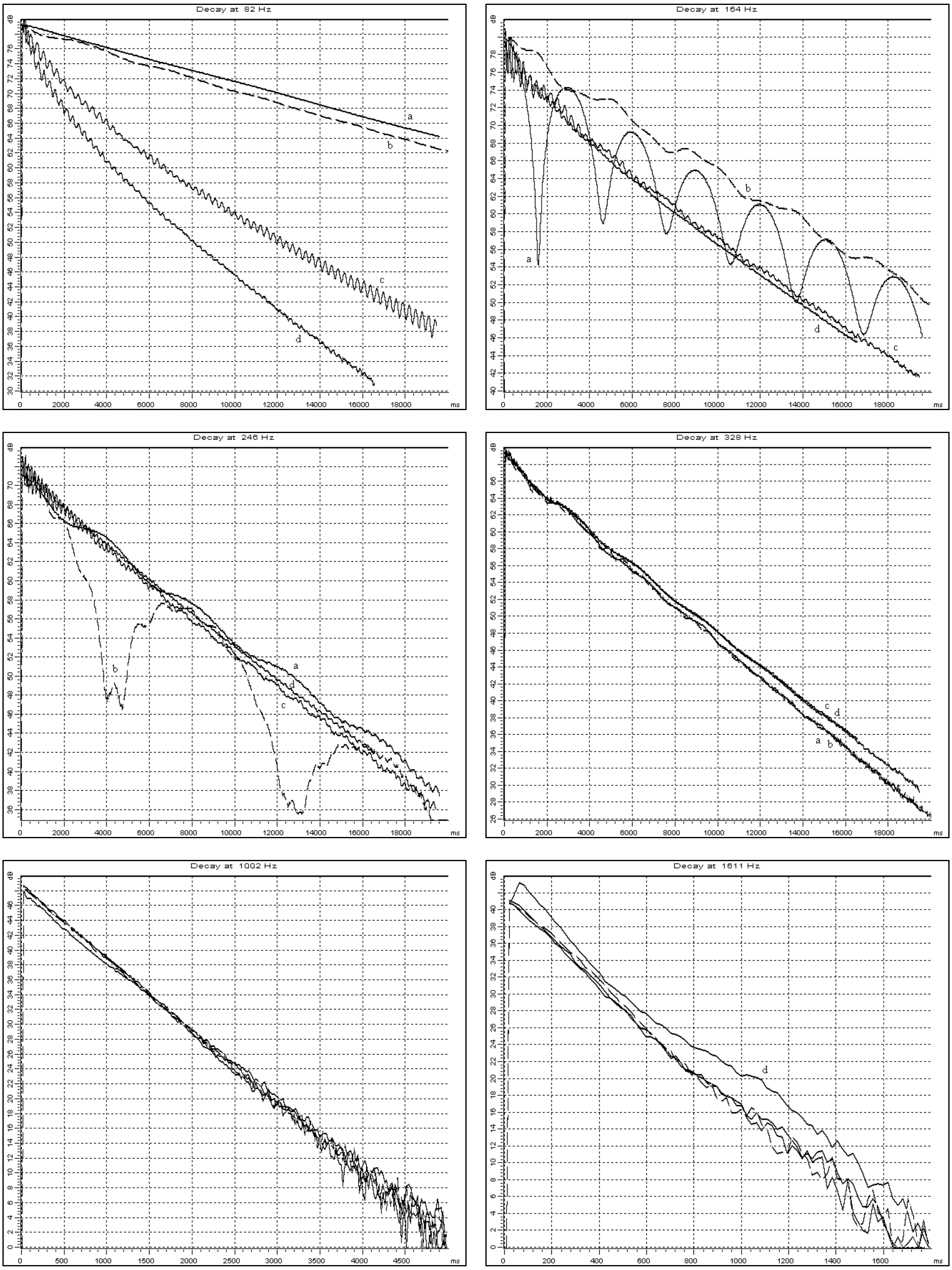


Abb. 4.56: Abklingen der Teiltonpegel der E2-Saite nach untereinander vergleichbarer griffbrettnormaler Anregung. Ohne Magnetfeld (a), Magnetabstand 2,5 mm (b, gestrichelt), Magnetabstand 1 mm (c), Magnetabstand 0,8 mm (d). Der höhere d-Pegelverlauf bei 1611 Hz ist auf eine geringfügig andersartige Anregung zurückzuführen, die sich nur hochfrequent auswirkt. Die Ergebnisse sind typisch für die untersuchte Gitarre, ihre spezifische Aufhängung und Anregung; sie dürfen nicht für andere Gitarren verallgemeinert werden.

Ummagnetisierungsverluste sind in erster Näherung frequenzproportional. Bei jedem Umlauf auf der *BH*-Hystereseschleife verliert das Magnetfeld die Energie ΔW; je höher die Frequenz, desto mehr Umläufe pro Sekunde, desto größer die Verlustleistung. Bei der Saite ist allerdings zu berücksichtigen, dass höherfrequente Teiltöne schon durch andere Mechanismen stärker bedämpft werden, und dass die Stärke der Magnetflussänderung von der Auslenkung abhängt. Die Auslenkung nimmt zu hohen Frequenzen hin aber ab. Die unteren Bilder in Abb. 4.56 zeigen deutlich, dass das Magnetfeld im hochfrequenten Bereich keine Auswirkungen hat. Auch bei tiefen Teiltönen sollte man die feldbedingten Dissipationen nicht überschätzen. Zum Vergleich ist abschließend nochmals der Einfluss der **Greifhand** auf das Ausklingen der Teiltöne dargestellt (**Abb. 4.57**, linkes Bild). Die oberste Kurve zeigt eine Messung, bei der die Gitarre mit einem Stahldraht am Gurtpin aufgehängt war, bei den beiden darunter liegenden Kurven war die Gitarre am Gurtpin festgeklemmt. Bei den restlichen zwei Messungen umschloss die Greifhand unterschiedlich stark den Gitarrenhals, ohne die Saiten zu berühren. Alle Messungen erfolgten ohne Magnetfeld. Man sieht, dass bereits ohne Magnetfeld eine unterschiedliche Dissipation entsteht – der am Gitarrenhals anliegende **Handballen** ist als resistiver Dämpfungswiderstand zu interpretieren. Sein energetischer (!) Einfluss auf das Sustain ist wesentlich größer als der eines üblichen Tonabnehmer-Magnetfeldes (rechtes Bild).

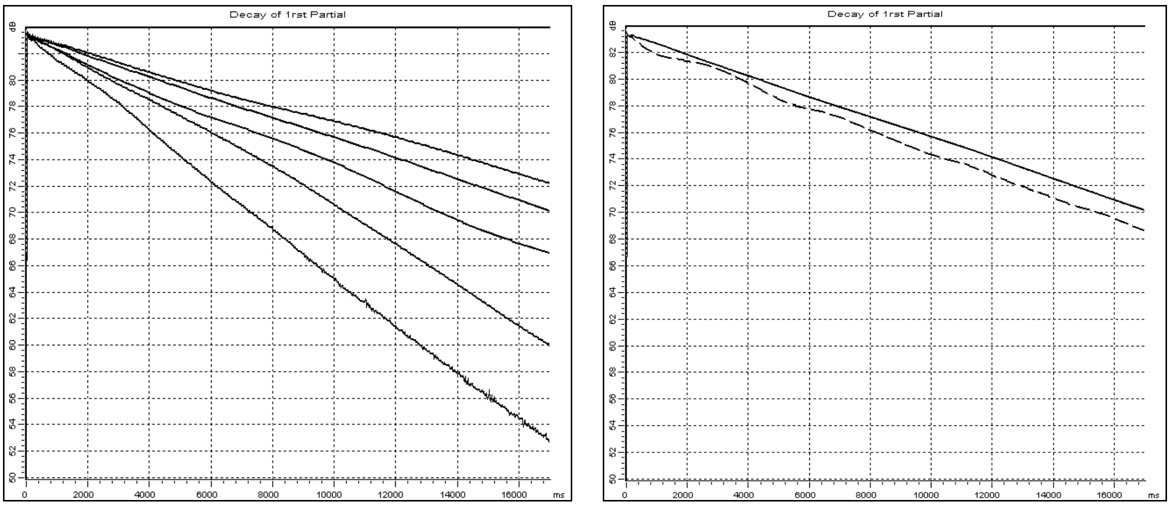


Abb. 4.57: Abfall des Grundtonpegels bei unterschiedlicher Handdämpfung (links). Rechts ist mit gleicher Skalierung der Einfluss eines in 2,5 mm Abstand befestigten Alnico-5-Magneten dargestellt (Halsposition).

4.11.5 Indirekte Auswirkungen auf den Klang

In Musiker-Fachzeitschriften werden Magneteigenschaften häufig ohne physikalische Begründungen veröffentlicht. Es ist zu befürchten, dass die im Folgenden zitierten Zusammenhänge reine Vermutungen sind, die wahrscheinlich beim Austauschen eines *kompletten* Tonabnehmers gewonnen wurden. Wobei man froh sein muss, wenn hierbei der Versuchsleiter nicht auch noch gleich neue Saiten aufgezogen hat (... der neue Pickup bringt viel mehr Höhen ...). So ist es z.B. bei einem alten Stratocaster-Tonabnehmer unmöglich, *nur* die Magnete auszutauschen. Die Wicklung liegt nämlich direkt auf den Magneten auf; sobald man diese herauszieht, zerstört man den haardünnen Wicklungsdraht. Wenn aber der ganze Tonabnehmer gegen einen anderen ausgetauscht wird, ändert sich hierbei u.U. auch die Windungszahl – dann wäre es falsch, Klangänderungen nur dem Magnetmaterial zuzuschreiben.

In der Literatur werden dem Magnetmaterial sehr unterschiedliche Eigenschaften angedichtet, wie die folgende Zitatensammlung zeigt:

a) "Bei einem Pickup mit dem eher schwachen Alnico-2-Magnet scheint der Ton bei starkem Anschlag förmlich zusammenzubrechen. Das Ausgangssignal ist nicht nur leiser, sondern wirkt auch weniger dynamisch, und komprimiert merklich im Höhenbereich – was viele Gitarristen tatsächlich bevorzugen."
b) "Da das Magnetfeld der Alnico-II-Magnete etwas schwächer als bei einem normalen Strat-Pickup (Alnico-V) ist, schwingt die Saite freier und natürlicher aus. Die Folge ist eine Verbesserung im Sustain-Verhalten."
c) "Alnico-5: Kräftiger und klarer Sound."
d) "Alnico-5: Schnelle Ansprache und leicht undifferenzierte Wiedergabe."
e) "Je stärker der Magnet, desto mehr Höhen."
f) "As time goes on, older magnets lose some of their power. The less power the magnets have, the better the strings can vibrate. So maybe after 30 years, the magnets are at their 'ideal' power, thus producing 'ideal' tone." ☺

Man möchte hinzufügen: "Sollte jemand noch Les-Pauls rumliegen haben, die älter als 30 Jahre sind – jetzt wegwerfen! Insbesondere bei den Les-Pauls der 50er-Jahre sind die Magnete sowas von hinüber, all power lost, nix wie weg damit. Der Autor nimmt rein forschungshalber gegen eine geringe Entsorgungsgebühr entsprechende Gitarren entgegen."

Doch zurück zur Physik. Der Tonabnehmermagnet ist Teil eines mechanoelektrischen Wandlers, und als solcher beeinflusst er sowohl das mechanische als auch das elektrische Teilsystem. Mechanisch wirkt der Magnet auf das Schwingungsverhalten der Saite zurück; die Folge können chorusähnliche Schwebungen und – in geringem Umfang – Dissipationen sein. Die **elektrische Wirkung** des Magneten gehört eigentlich nicht zu Kapitel 4.11, da hier Kräfte, also mechanische Wirkungen, beschrieben werden. Die folgende Aufzählung erfolgt deshalb nur in Kurzform: Die reversible Permeabilität des Magneten beeinflusst die Induktivität der Tonabnehmerwicklung und damit die **Resonanzfrequenz**. Wenn die Tonabnehmer-Resonanzfrequenz verschoben wird, bestimmen andere, u.U. anders ausschwingende Teiltöne den Klang und das empfundene "Sustain"; das sollte aber nicht mit einer freier ausschwingenden Saite verwechselt werden – Änderungen bei der Kabelkapazität hätten ähnliche Wirkung. Wirbelströme im Magneten beeinflussen die **Resonanzgüte** (Alnico leitet, Ferrit ist Nichtleiter). Stärkere Magnete erhöhen u.U. die **Ausgangsspannung** des Tonabnehmers und übersteuern den Gitarrenverstärker anders; auch hiervon werden Klang und Sustainempfinden beeinflusst – wie auch von einer Änderung der Eingangverstärkung. Ein Austausch der Magnete kann u.U. die **Apertur** ändern, weil sich wegen der (nichtlinearen) Saitensättigung die räumliche Flussverteilung ändert, und weil u.U. die Anisotropie der neuen Magnete anders ist als die der alten.

Das Magnetmaterial kann den ("elektrischen") Klang der Gitarre also durchaus beeinflussen. Eine Behinderung der freien Saitenschwingung muss bei richtigem Saite/Magnet-Abstand aber nicht befürchtet werden.

4.11.6 Coulomb-Kraft

Zwischen zwei Elektroden, die auf unterschiedlichem elektrischen Potential liegen, entsteht ein elektrisches Feld mit der Feldstärke $E = U/d$. Hierbei ist U die Potentialdifferenz, auch als Spannung (bzw. Spannungsdifferenz, Spannungsabfall) bezeichnet, und d ist der Elektrodenabstand. 100 V mit 10 mm Abstand ergibt E = 10 kV/m. Bringt man in dieses elektrische Feld eine elektrische Ladung q, so entsteht eine elektrostatische Kraft F, die nach ihrem Entdecker Coulomb-Kraft genannt wird (Charles Augustin de Coulomb, 1736 – 1806).

$$\vec{F} = q \cdot \vec{E} \qquad \text{Coulomb-Kraft}$$

Die Coulomb-Kraft spielt beim Gitarren-Tonabnehmer keine Rolle; sie könnte aber zu Fehl-Interpretationen führen: Denn anders als bei Magnetkräften "wirkt" die Coulomb-Kraft auch im homogenen Feld. Während eine elektrisch positiv geladene Styroporkugel zwischen zwei parallelen Elektroden zur Katode (negative Elektrode) hin gezogen wird, bleibt eine Eisenkugel zwischen den parallelen Polen eines Permanentmagneten in Ruhe (genauer: 4.11.1). Zwar wirken auch im Magnetfeld Anziehungskräfte, sie heben sich in diesem idealisierten Beispiel aber auf. Die Coulomb-Kraft wird hier nur erwähnt, um auf ihre Andersartigkeit hinzuweisen. Analogiebetrachtungen zwischen elektrischen und magnetischen Feldern haben Modellgrenzen, die es zu beachten gilt.

4.11.7 Lorentz-Kraft

Mit der Lorentz-Kraft (Hendrik Antoon Lorentz, 1853 – 1928) wird eine weitere Kraft erläutert, die beim Magnet-Tonabnehmer keine direkte Bedeutung hat (wohl aber beim dynamischen Lautsprecher). Wiederum sollen hiermit Missverständnisse ausgeschlossen werden. Auf einen vom Strom I durchflossenen Leiter der Länge l wirkt eine Kraft F, wenn der Leiter in ein Magnetfeld der Flussdichte B gebracht wird. F steht senkrecht auf der von I und B aufgespannten Ebene. Ist I parallel zu B, gilt $F = 0$. In vektorieller Schreibweise erhält man mit dem Vektorprodukt $(\times)$:

$$\vec{F} = l \cdot \vec{I} \times \vec{B} \qquad \text{Lorentz-Kraft}$$

Hält man den Daumen der rechten Hand in die 'technische' Stromrichtung (von plus nach minus) und den Zeigefinger in Richtung des Magnetflusses, so zeigt der Mittelfinger in Richtung der Kraft (Rechte-Hand-Regel). Der Betrag der Kraft ergibt sich als Produkt von $l \cdot I \cdot B \cdot \sin\alpha$, hierbei ist α der Winkel zwischen der Strom- und der Feldrichtung. Beim Magnet-Tonabnehmer spielt die Lorentz-Kraft in der o.a. Form keine Rolle. Die Wicklung wird zwar von einem kleinen Wechselstrom durchflossen, der aber mit ca. 10 µA keine wesentlichen Kräfte auf diese ausübt. Rückwirkungen auf die schwingende Saite sind Maxwell-, und nicht Lorentz-Kräfte; die Saite selbst wird ja nicht vom Strom durchflossen. Natürlich könnte man bei leitender Saitenlagerung einen in benachbarte Saiten induzierten Wechselstrom annehmen – seine Kraftwirkung ist aber vernachlässigbar.