

# Spindynamik in magnetischen Schichten und Vielfachschichten

Burkard Hillebrands

Fachbereich Physik

Universität Kaiserslautern

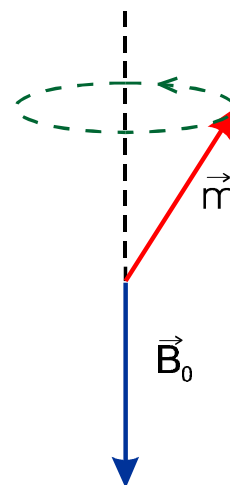
## 1. Einführung

Bringt man ein magnetisches Moment  $\vec{m}$  in ein Magnetfeld  $\vec{B}$ , so übt dieses Magnetfeld ein Drehmoment  $\vec{D} = \vec{m} \times \vec{B}$  auf das Moment aus. Die Richtung des Drehmomentes steht dabei senkrecht zu den Richtungen von  $\vec{m}$  und  $\vec{B}$ , das Moment weicht also senkrecht zur Richtung des wirkenden Feldes aus! Wir können dies in Analogie zum rotierenden Kreisel verstehen, der einer einwirkenden Kraft ebenfalls senkrecht zur Kraft ausweicht. Das senkrecht wirkende Drehmoment bewirkt eine Präzessionsbewegung des Momentes um die Richtung des anliegenden Feldes, welche im Falle fehlender Dämpfung für alle Zeiten fortbesteht (siehe Fig. 1).

Dies hat zwei Konsequenzen:

(i) Falls die äußere Feldrichtung nicht parallel zur Richtung des Momentes liegt, dauert es einige Zeit, bis das Moment sich parallel zur Feldrichtung eingestellt hat, denn zunächst wird es um die Feldrichtung präzessieren, und erst ein Dämpfungsprozeß wird es ermöglichen, daß sich das Moment unter kontinuierlicher Änderung der Präzessionsamplitude parallel zur Feldrichtung einstellt.

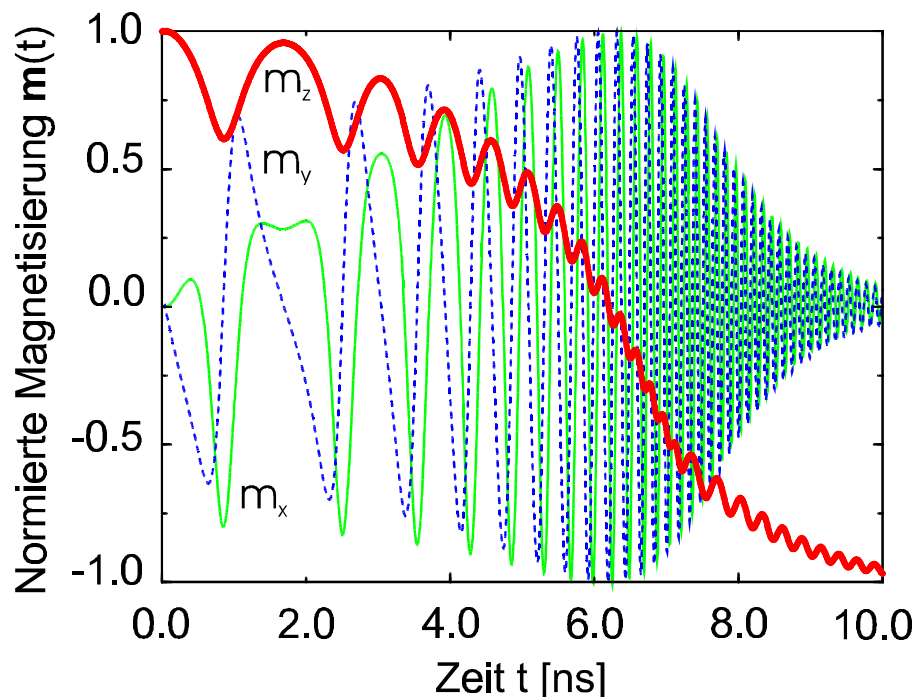
(ii) Da im Falle magnetisch geordneter Systeme eine starke Kopplung zwischen benachbarten atomaren Momenten besteht (Austauschkopplung), muß die Präzession mit hohem Maße an Kohärenz erfolgen – es kommt zur Ausbildung sogenannter Spinwellen.



**Fig. 1:** Präzession eines magnetischen Momentes  $\vec{m}$  in einem Magnetfeld  $\vec{B}$ .

Gegenstand dieses Beitrages ist die Spindynamik in magnetischen Schichtsystemen. Es dürfte direkt klar sein, daß das Zeitverhalten eines Ummagnetisierungsprozesses innig mit dem Präzessionsverhalten der Magnetisierung und der magnetischen Dämpfung verknüpft ist. Fig. 2 zeigt ein entsprechendes Beispiel für die Präzession eines sehr kleinen, elliptisch geformten Permalloy-Teilchens [1]. Unter einem Winkel von  $175^\circ$ , d.h. nahezu antiparallel zur Richtung der leichten Achse des Momentes  $\vec{m}$ , wurde hier ein äußeres Feld  $\vec{B}$  angelegt. Anhand des Zeitverhaltens der drei Magnetisierungskomponenten ist der Ummagnetisierungsprozeß als Funktion der Zeit sehr schön zu verfolgen.

Um nun das dynamische Verhalten eines magnetischen Systems zu erkunden, studieren wir zunächst die elementaren Anregungen eines ferromagnetischen Systems – die sogenannten Spinwellen. Wir diskutieren Spinwellen in Schichten und Vielfachschichten und schauen uns auch an, wie in lateral eingegrenzten Systemen (z.B. in sog. magnetischen Drähten) die Spinwellenanregungen modifiziert sind. Eine elegante Methode zum Studium dieser Anregung ist die Brillouin-Lichtstreu-Spektroskopie (BLS), die wir kennenlernen. Bei hohen Präzessionsamplituden treten nichtlineare Phänomene auf wie z. B. Selbstfokussierung, Solitonen, oder sog. Spinwellen-"Bullets". Im abschließenden Kapitel studieren wir die Reaktion eines magnetischen Systems auf sehr kurze, starke Magnetfeldpulse.



**Fig. 2:** Einfluß der Präzession auf den magnetischen Schaltprozeß. Dargestellt sind auf eins normiert die z-Komponente entlang der leichten Magnetisierungsachse in rot und die beiden transversalen x- und y-Komponenten in blau und grün. Die Daten wurden durch numerische Integration von Gl. (3) erhalten [1].

## 2. Theoretische Grundlagen

Im ferromagnetischen Ordnungszustand sind im Grundzustand alle Spins oder Momente aufgrund der Austauschwechselwirkung parallel zueinander ausgerichtet. Thermische Anregungen (oder auch z.B. Anregungen durch Mikrowellenfelder) führen zu Präzessionsbewegungen der Momente. Erfolgen diese Präzessionsbewegungen kohärent, d.h. mit einer festen Phasenbeziehung zwischen benachbarten Momenten, so spricht man von Spinwellenanregungen. Sie sind durch einen Wellenvektor  $\vec{q}$  charakterisiert.

Spinwellenanregungen sind das magnetische Pendant zu Gitterschwingungen (Phononen). Jedoch gibt es zwei wesentliche Unterschiede:

1. Im klassischen Bild beruhen Gitterschwingungen auf den interatomaren Kräften, auf magnetische Momente wirken wegen ihres Dipolcharakters hingegen Drehmomente. Die Dimensionalität der Anregungen ist bei Spinwellen kleiner: der Betrag eines jeden magnetischen Moments ist zeitlich konstant, und es bleiben zwei Freiheitsgrade, um die Bewegung bei einer Spinwellenanregungen zu beschreiben.
2. Die Wechselwirkung zwischen Momenten besteht aus zwei vollständig verschiedenen Ursachen, der Austauschwechselwirkung aufgrund des Pauli-Prinzips und der dipolaren Wechselwirkung. Beide Wechselwirkungen müssen in einer adäquaten Beschreibung berücksichtigt werden. Bei kleinen Wellenlängen werden die Spinwelleneigenschaften durch die Austauschwechselwirkung dominiert, bei großen durch die dipolare Kopplung. Man spricht dementsprechend von Austauschmoden und von dipolaren Moden.

Einen experimentellen Zugang erhält man mit der Ferromagnetischen Resonanz (FMR), mit der Brillouin-Lichtstreuung (BLS), mit der inelastischen Neutronenstreuung, und mit zeitaufgelösten Faraday-Effekt- oder Kerr-Effekt-Messungen. Alle vier Methoden sind zueinander komplementär: Mit der Ferromagnetischen Resonanz können dipolare Moden mit verschwindendem Wellenvektor untersucht werden. In Schichtsystemen sind auch Moden mit einem Wellenvektor proportional zur inversen Schichtdicke zugänglich. In der Brillouin-Lichtstreuung werden Moden mit einem Wellenvektor in der Größenordnung des Licht-Wellenvektors untersucht ( $q = (0 - 2,5) \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ ). In diesem Bereich müssen sowohl die dipolare Wechselwirkung wie auch die Austauschwechselwirkung berücksichtigt werden. Mit der Neutronenstreuung können Spinwellenanregungen in der gesamten Brillouin-Zone untersucht werden, sofern deren Frequenzen nicht unter der Auflösungsgrenze des Neutronenspektrometers liegen. Die zugänglichen Moden werden im wesentlichen durch die Austauschwechselwirkung dominiert. Mit zeitaufgelösten magneto-optischen Methoden sind Spinwellen ebenfalls zugänglich. Jedoch gelingt dies nur für hochangeregte Moden (große Präzessionsamplituden), wie sie z.B. mittels Mikrowelleneinstrahlung erzeugt werden können.

In dieser Vorlesung werden wir uns primär mit der Methode der Brillouin-Lichtstreuung befassen. Die zugänglichen Moden haben Wellenlängen, die groß gegenüber atomaren Distanzen sind. Wir können daher die Beschreibung im Rahmen eines verhältnismäßig einfach handhabbaren Kontinuumsansatzes [2,3,4] durchführen.

Wir benutzen im nachfolgenden das SI-System.<sup>1</sup> Wir hatten schon gesehen, daß ein angelegtes Magnetfeld  $\vec{B}$  ein Drehmoment  $\vec{D}$  auf ein magnetisches Moment  $\vec{m}$  ausübt. Andererseits ist das magnetische Moment  $\vec{m}$  mit dem Drehimpuls  $\vec{l}$  verknüpft:

$$\vec{m} = -\frac{g \mu_B}{\hbar} \vec{l} = \gamma \cdot \vec{l} \quad \text{mit} \quad \gamma = \gamma_e \cdot g / 2 \quad . \quad (1)$$

Hierbei ist  $\gamma_e = 175,8 \text{ GHz/T}$  der gyromagnetische Faktor eines einzelnen Elektrons und  $g$  der g-Faktor. Das Drehmoment ist die zeitliche Ableitung des Drehimpulses, und so gewinnen wir durch Gleichsetzen die so genannte Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung:

$$\vec{D} = \frac{d}{dt} \vec{l} = \frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{B}_{\text{eff}} \quad . \quad (2)$$

Statt einzelner magnetischer Momente benutzen wir nachfolgend lieber die Magnetisierung  $\vec{M}$ , welche die Dichte der magnetischen Momente angibt:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = \vec{M} \times \vec{B}_{\text{eff}} \quad . \quad (3)$$

$\vec{B}_{\text{eff}}$  ist das am einzelnen magnetischen Moment angreifende magnetische Feld:

$$\vec{B}_{\text{eff}} = \vec{B}_0 + \vec{B}(t) + \vec{B}_{\text{ani}} + \vec{B}_{\text{exch}} \quad . \quad (4)$$

Hierbei ist  $\vec{B}_0$  das äußere angelegte Feld,  $\vec{B}(t)$  ein zeitabhängiges Feld, welches zum einen durch die Präzession selbst verursacht wird, zum anderen ggf. ein äußeres Mikrowellenfeld berücksichtigt, und

$$\vec{B}_{\text{ani}} = -\frac{1}{M} \nabla_{\vec{\alpha}} E_{\text{ani}} \quad \text{mit} \quad \vec{\alpha} = \vec{M} / |M| \quad (5)$$

ist das Anisotropiefeld mit  $\nabla_{\vec{\alpha}}$  dem Gradientenoperator mit den Komponenten des Einheitsvektors  $\vec{\alpha}$ .  $E_{\text{ani}}$  ist die magnetische freie Anisotropiedichte (siehe Vortrag von S. Blügel). Das

---

<sup>1</sup> Im SI-System ist  $\vec{B}$  das magnetische Feld, auch die magnetische Induktion genannt.  $\vec{H}$  ist dementsprechend die magnetische Erregung. Statt der Magnetisierung  $\vec{M}$  benutzen wir häufig auch die magnetische Polarisation  $\vec{J} = \mu_0 \vec{M}$ .

Feld  $\vec{B}_{\text{exch}}$  beschreibt die Austauschwechselwirkung zwischen benachbarten Momenten und ist gegeben durch

$$\vec{B}_{\text{exch}} = \frac{2A}{M_s^2} \nabla^2 \vec{M} = \frac{D}{M_s} \nabla^2 \vec{M} \quad (6)$$

mit der Volumen-Austauschkonstanten  $A$  und der sog. Spinwellensteifigkeitskonstanten  $D = 2A/M_s$ . Das Austauschfeld  $\vec{B}_{\text{exch}}$  ist proportional zur Verkippung benachbarter Spins ( $\propto \nabla^2 \vec{M}$ ).

Aus Gl. 5 folgt unmittelbar, daß Spinwellen durch magnetische Anisotropien sehr stark beeinflußt werden. Zur Beschreibung genügt hier der phänomenologische Ansatz, daß die freie Anisotropieenergiedichte  $E_{\text{ani}}$  die Symmetrie der zugrundeliegenden Wirkungsmechanismen widerspiegeln muß. Dies sei am Beispiel der Anisotropie eines Systems mit kubischer Symmetrie verdeutlicht. Hier gilt

$$E_{\text{ani}} = K_1 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) \quad (7)$$

mit den normierten Komponenten der Magnetisierungsrichtung  $\alpha_i$ . Gl. 7 bleibt bei allen Symmetrioperationen, die das kubische Gitter in sich selbst überführen, invariant.

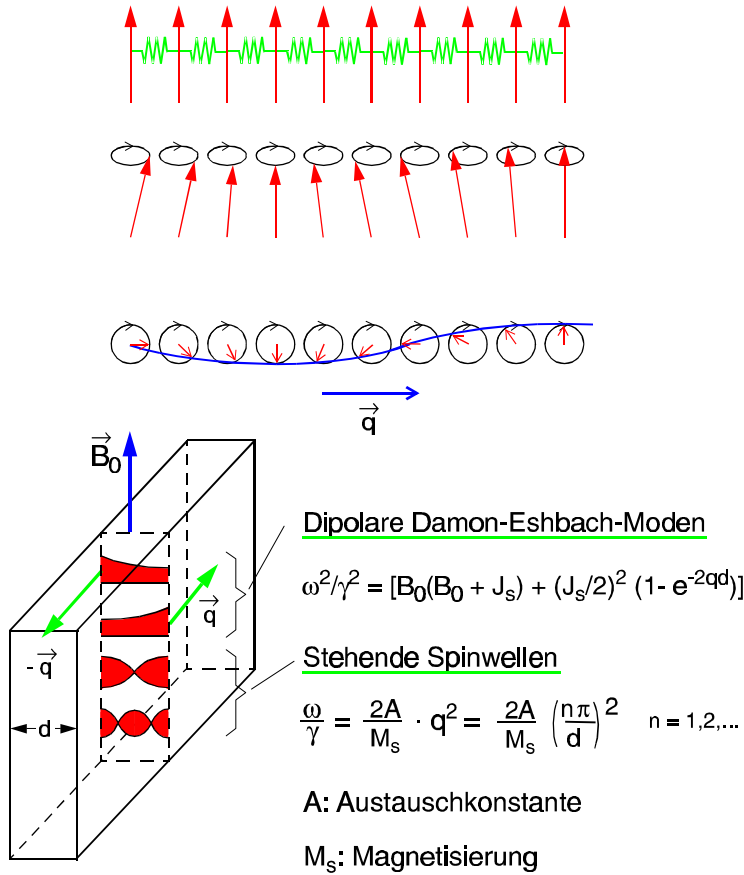
Oft wird an Ober- und Grenzflächen die sog. Grenzflächen-Anisotropieenergiedichte diskutiert. Aufgrund der Brechung der Translationsinvarianz senkrecht zur Oberfläche tritt der Beitrag

$$E_{\text{Oberfl}} = k_s \alpha_z^2 \quad (8)$$

auf, wobei  $k_s$  die Grenzflächen-Anisotropiekonstante ist. Man beachte, daß  $E_{\text{ani}}$  eine Volumen-Energiedichte,  $E_{\text{Oberfl}}$  jedoch eine Grenzflächen-Energiedichte darstellt.

Man spaltet nun die zeitabhängigen Vektoren  $\vec{M}(t)$  und  $\vec{B}_{\text{eff}}(t)$  in einen statischen Anteil  $\vec{M}_{\text{stat}}$  und  $\vec{B}_{\text{stat}}$  und einen dynamischen Anteil  $\vec{m}(t)$  und  $\vec{b}(t)$  auf. Liegt die Magnetisierung in der Gleichgewichtsrichtung, so heben sich die statischen Anteile in der Bewegungsgleichung (3) gegenseitig auf. Durch Lösen der Bewegungsgleichung zusammen mit den Maxwell-Gleichungen erhält man die Dispersion der Spinwellen.

In Schichtstrukturen müssen an den Grenzflächen Randbedingungen erfüllt werden. Neben den aus den Maxwell-Gleichungen abgeleiteten Stetigkeitsbedingungen für die zur Grenzfläche parallelen Komponenten der magnetischen Erregung  $\vec{H}$  und für die senkrechte Komponente der Induktion  $\vec{B}$  kann aus Gleichung (3) eine Beziehung für die Drehmomentdichte an den Grenzflächen abgeleitet werden. Diese sog. Rado-Weertman-Randbedingung lautet [5]



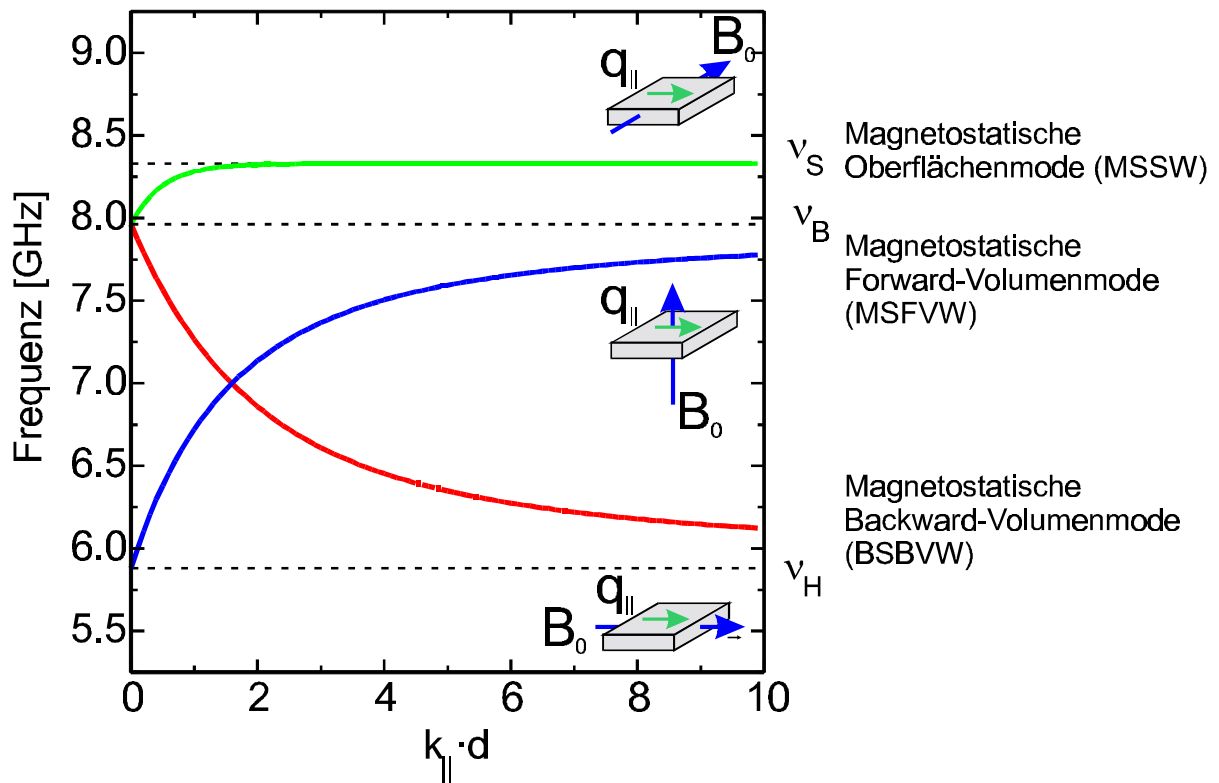
**Fig. 3:** Schema von Spinwellenanregungen. Im oberen Teil der Figur symbolisieren die roten Pfeile die einzelnen Momente und die grünen Federn die Austauschkopplung zwischen den Momenten. Wegen der Forderung, daß sich benachbarte Momente nur wenig gegeneinander verkippen dürfen (Austauschenergie), bilden sich Spinwellen, wie gezeigt.

Im unteren Teil sind schematisch die Damon-Eshbach-Mode und die ersten beiden Stehenden Spinwellen gezeigt. Die roten Flächen symbolisieren die Präzessionsamplitude als Funktion des Abstandes von der Oberfläche.

$$\vec{M} \times \left( A \frac{\partial}{\partial \vec{n}} \vec{M} - k_s \vec{n} (\vec{n} \cdot \vec{M}) \right) = 0 \quad . \quad (9)$$

Hierbei ist  $\vec{n}$  ein Normalenvektor, der senkrecht auf der Grenzfläche steht und der ins Schichtinnere weist.  $\partial \vec{M} / \partial \vec{n}$  ist die Richtungsableitung von  $\vec{M}$  in Richtung von  $\vec{n}$ .  $k_s$  ist die sog. out-of-plane-Grenzflächen-Anisotropiekonstante. Falls gilt, daß  $k_s = 0$ , so folgt sofort, das gilt  $\partial \vec{M} / \partial \vec{n} = 0$ , d.h. die Magnetisierung hat an den Grenzflächen einen Wellenbauch.

Im allgemeinen führt die Bewegungsgleichung (3) zu sechs Partillösungen für jede einzelne ferromagnetische Schicht eines Schichtsystems, welche durch die Randbedingungen verknüpft werden. Im allgemeinen Fall muß daher das entstehende System von linearen Gleichungen für die Spinwellenfrequenz  $\omega$  numerisch gelöst werden. Für den Fall, daß der Wellenvektor  $\vec{q}$  senkrecht zum in der Schichtebene anliegenden Feld  $\vec{B}_0$  orientiert ist, gibt es die durch die Dipol-Wechselwirkung dominierte Damon-Eshbach-Mode, die eine Oberflächenmode ist, und die Austausch-dominierten sog. Stehenden Spinwellen. Sie sind schematisch in Fig. 3 dargestellt.

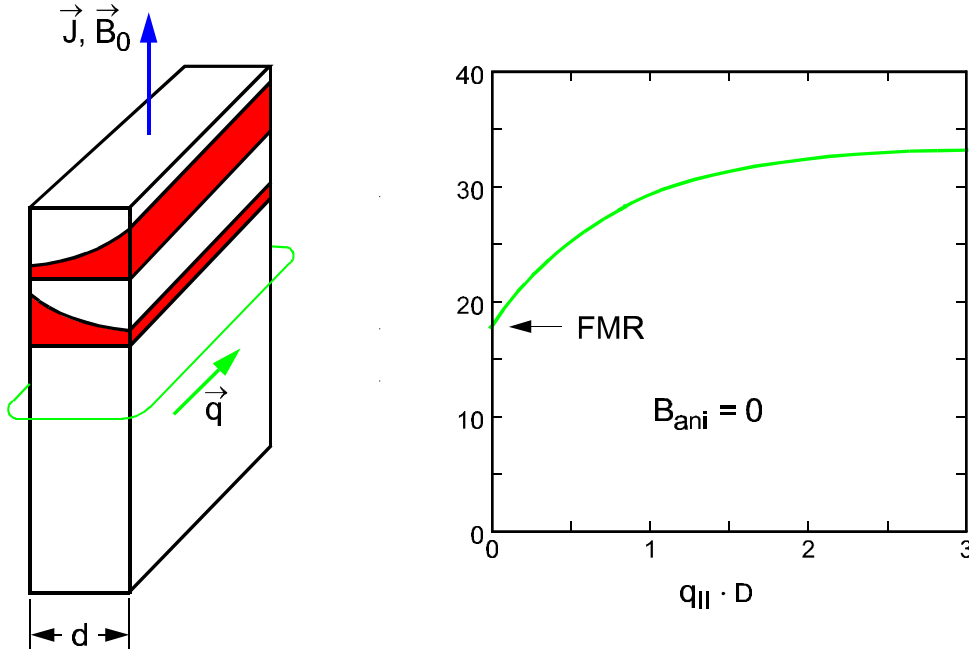


**Fig. 4:** Typologie von Spinwellenmoden als Funktion der Richtungen des äußeren Feldes  $B_0$  und des Wellenvektors  $q_{||}$ .  $v_S$ : Frequenz der Oberflächen-Spinwelle auf einem magnetischen Halbraum,  $v_B$ ,  $v_H$ : Frequenzen der Volumen-Spinwellen mit dem Wellenvektor senkrecht und parallel zum äußeren Feld.

## 2.1 Magnetostatische, dipolare Moden

Ist die Wellenlänge genügend groß, d.h. der Wellenvektor genügend klein ( $q < 10^8 \text{ m}^{-1}$ ), so kann der Austauschbeitrag (Gl. 6) vernachlässigt werden. Retardierungseffekte des elektromagnetischen Feldes sind für die hier betrachteten räumlichen Maßstäbe ebenfalls vernachlässigbar. Diese Moden, die daher auch magnetostatische Moden heißen, sind durch die dipolare Wechselwirkung dominiert. Dies ist für einige Moden mit Wellenvektoren, wie sie in der Brillouin-Lichtstreuung zugänglich sind, der Fall. Abhängig von der Orientierung des äußeren Feldes  $\vec{B}_0$  und der Magnetisierung  $\vec{M}$  unterscheiden wir drei Fälle (siehe auch Fig. 4): Dies sind, zum Teil der englischsprachigen Nomenklatur angelehnt, die dipolare Oberflächenmode (Damon-Eshbach-Mode), die magnetostatische Backward-Volumenmode und die magnetostatische Forward-Volumenmode.

Die magnetostatischen Forward- und Backward-Moden sind Volumenmoden, d.h. die Präzessionsamplitude ist nicht an einer der beiden Oberflächen eines Films lokalisiert. Man beachte die negative Steigung bei der magnetostatischen Backward-Volumenmode; die Gruppengeschwindigkeit dieser Mode ist somit negativ. Wir werden noch hiervon bei der Diskussion nichtlinearer Spinwelleneigenschaften Gebrauch machen (Abschnitt 4.5).



**Fig. 5:** Schematische Darstellung der Damon-Eshbach-Mode. In rot sind die Präzessionsprofile für die Damon-Eshbach-Moden gezeigt, die auf der Film-Vorderseite (oberes Profil) und auf der Film-Rückseite (unteres Profil) propagieren.

Die Damon-Eshbach-Moden sind Oberflächenmoden, d.h. ihr Wellenvektor  $\vec{q}_{\parallel}$  liegt parallel zur Oberfläche, und die Präzessionsamplitude ist an der Oberfläche maximal. Sie fällt ins Schichtinnere exponentiell mit einer Abklinglänge von der Größenordnung von  $2\pi/q_{\parallel}$  ab. Als ein weiteres charakteristisches Merkmal haben Damon-Eshbach-Moden die Eigenschaft, daß sie nicht reziprok sind, d.h. sie haben einen definierten Umlaufsinn um die Schicht, der durch die Richtung der Sättigungsmagnetisierung gegeben ist. Sie propagieren in einem Winkelbereich senkrecht zur Richtung der Sättigungsmagnetisierung, die in der Schichtebene liegen muß. Fig. 3 illustriert diese Eigenschaften. Für vernachlässigbar kleine Anisotropiebeiträge (bis auf die Formanisotropie) ist die Frequenz für eine Schichtdicke  $d$  gegeben durch

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = B_0(B_0 + J_s) + \left(\frac{J_s}{2}\right)^2 (1 - e^{-2q_{\parallel}d}) \quad (10)$$

Hierbei ist  $J_s = \mu_0 M_s$  die Sättigungspolarisation. Fig. 5 zeigt graphisch diese Abhängigkeit.

Gl. 10 enthält im Grenzübergang  $q_{\parallel} \cdot d \rightarrow 0$  die Frequenz der sog. „uniformen“ Mode, wie sie mit der Ferromagnetischen Resonanz ( $q_{\parallel} \approx 0$ ) gemessen werden kann. Bei der uniformen Mode präzessieren alle Momente mit der gleichen Phase. Bei der Berücksichtigung von Ani-

sotropiebeiträgen und Austauschbeiträgen kann für ultradünne Schichten, d.h. für  $q_{\parallel} \cdot d \ll 1$ , eine Näherung angegeben werden [6]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left( B_0 + J_s \left(1 - \frac{1}{2} q_{\parallel} d\right) + \frac{\partial^2 E_{\text{ani}}}{M_s \partial \theta^2} \right) \left( B_0 + \frac{\partial^2 E_{\text{ani}}}{M_s \partial \phi^2} + \frac{1}{2} J_s q_{\parallel} d \sin(\phi - \phi_0) \right) . \quad (11)$$

Hierbei ist, wie oben,  $E_{\text{ani}}$  die magnetische freie Anisotropieenergiedichte, und  $\phi - \phi_0$  ist der Winkel zwischen der Richtung der Magnetisierung und dem Spinwellen-Wellenvektor. Der Winkel  $\theta$  mißt den Winkel der momentanen Magnetisierung zur Flächennormalen. Man sieht an Gl. 11 sehr schön, daß aus dem Studium der Spinwelleneigenschaften viele wichtige magnetische Größen bestimmt werden können, wie z.B. die Sättigungsmagnetisierung und die Anisotropiekonstanten aller wirkenden Anisotropiebeiträge.

Im Fall von weiter eingeschränkten Geometrien, z.B. magnetischen Drähten und Inseln, werden die Spinwellen durch die Randbedingungen auf allen begrenzenden Flächen modifiziert. Ein einfacher Fall, der sich analytisch berechnen läßt, liegt für eine ellipsoidförmige Gestalt einer magnetischen Insel vor. Hier ist das entmagnetisierende Feld unabhängig vom Ort innerhalb des Ellipsoiden. Der Entmagnetisierungstensor hat nun drei Hauptachsenelemente  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$ . Die uniforme Mode ist gegeben durch die sog. Kittel-Formel [7]

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (B_0 + (N_x - N_z)J_s) \cdot (B_0 + (N_y - N_z)J_s) \quad (12)$$

mit der Sättigungspolarisation  $J_s = \mu_0 M_s$  entlang der  $z$ -Hauptachse des Ellipsoiden.

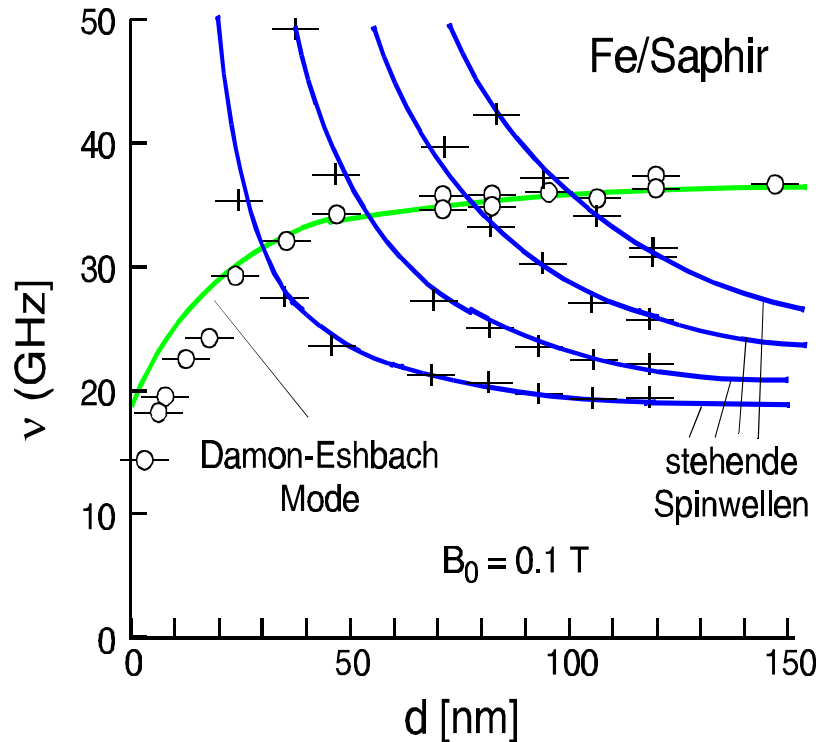
## 2.2 Austauschmoden

Bei kleineren Wellenlängen kann die Austauschwechselwirkung in Gl. 3 und Gl. 4 nicht mehr vernachlässigt werden, und die Moden tragen überwiegend Austausch-Charakter. Dies ist der Fall für sog. „Stehende Spinwellen“ bei denen die Wellenvektorkomponente  $q_{\perp}$  senkrecht zur Schicht eine Resonanzbedingung erfüllen muß:

$$q_{\perp} = n \frac{\pi}{d}; \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots \quad (13)$$

Stehende Spinwellen sind in Fig. 3 schematisch gezeigt. Ihre Frequenzen sind außerhalb des Kreuzungsbereiches mit der Damon-Eshbach-Mode in guter Näherung durch

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (B_0 + Dq^2)(B_0 + J_s + Dq^2) \quad (14)$$



**Fig. 6:** Gemessene Spinwellenfrequenzen  $\nu$  der Damon-Eshbach-Mode und der ersten vier Stehenden Spinwellen in Fe-Schichten auf Saphir-Substraten als Funktion der Fe-Schichtdicke  $d$  (nach [8]).

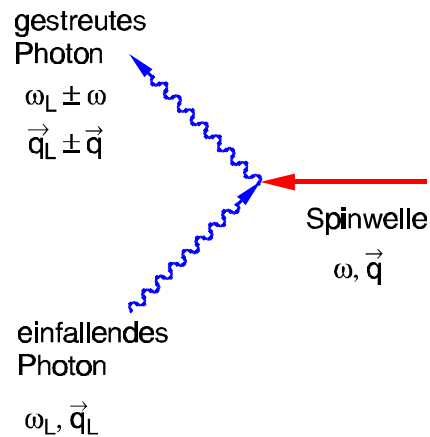
gegeben. Mit der Spinwellensteifigkeitskonstanten  $D = 2A/M_s$  und  $q^2 = q_{\parallel}^2 + q_{\perp}^2$  sowie der Bedingung  $Dq^2 \gg J_s$  gilt:

$$\frac{\omega}{\gamma} = B_0 + \frac{\pi^2}{d^2} D n^2 \quad . \quad (15)$$

Die Frequenz der stehenden Spinwellen ist somit in charakteristischer Weise proportional zur quadrierten inversen Schichtdicke. Eine Auftragung von  $\omega/\gamma$  gegen  $n^2$  ergibt eine Gerade, deren Steigung die Spinwellensteifigkeitskonstante  $D$  und damit die Austauschkonstante enthält. Fig. 6 zeigt die gemessenen Spinwellen in Eisenschichten auf Saphir-Substraten als Funktion der Eisenschichtdicke  $d$  [8]. Neben der Damon-Eshbach-Mode können die ersten Stehenden Spinwellen ( $n = 1 \dots 4$ ) mit ihrer charakteristischen  $1/d^2$  – Abhängigkeit beobachtet werden.

### 3. Die Brillouin-Lichtstreuung

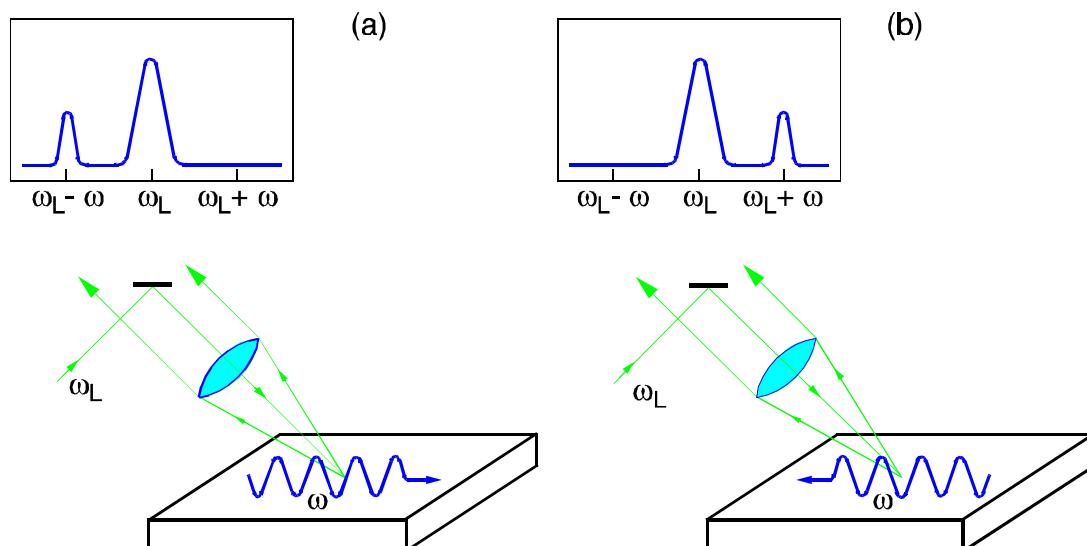
Bevor wir uns nun Spinwellenanregungen in verschiedenen Systemen zuwenden, wollen wir exemplarisch ein Verfahren zur experimentellen Untersuchung von Spinwellenanregungen diskutieren, die sog. Brillouin-Lichtstreuung. Dies ist ein spektroskopisches Verfahren, mit



**Fig. 7:** Streuprozess von Photonen an Spinwellenanregungen (Magnonen).

dem allgemein phononische und magnetische Anregungen mit Frequenzen im GHz-Bereich und bei Wellenvektoren vergleichbar dem Wellenvektor des als Lichtquelle verwendeten Lasers untersucht werden können.

Wie in Fig. 7 verdeutlicht ist, wechselwirken Photonen mit den elementaren Quanten der Spinwellen, den Magnonen, unter Energie- und Impulserhaltung. Ein Energie- und Impulsge-



**Fig. 8:** Inelastische Streuung von Laserlicht an Spinwellen für: (a) Spinwelle und einfallendes Licht haben die gleiche Richtungskomponente, (b) Spinwelle und einfallendes Licht haben die entgegengesetzte Richtungskomponente jeweils parallel zur Schicht.

winn für das Photon tritt dabei bei der Vernichtung eines Magnons auf, umgekehrt kann durch Übertrag von Energie und Impuls vom Photon ein Magnon erzeugt werden. Bei nicht zu tiefen Temperaturen ( $T > 10\text{K}$ ) sind beide Vorgänge für Spinwellenanregungen im GHz-Bereich etwa gleich wahrscheinlich.

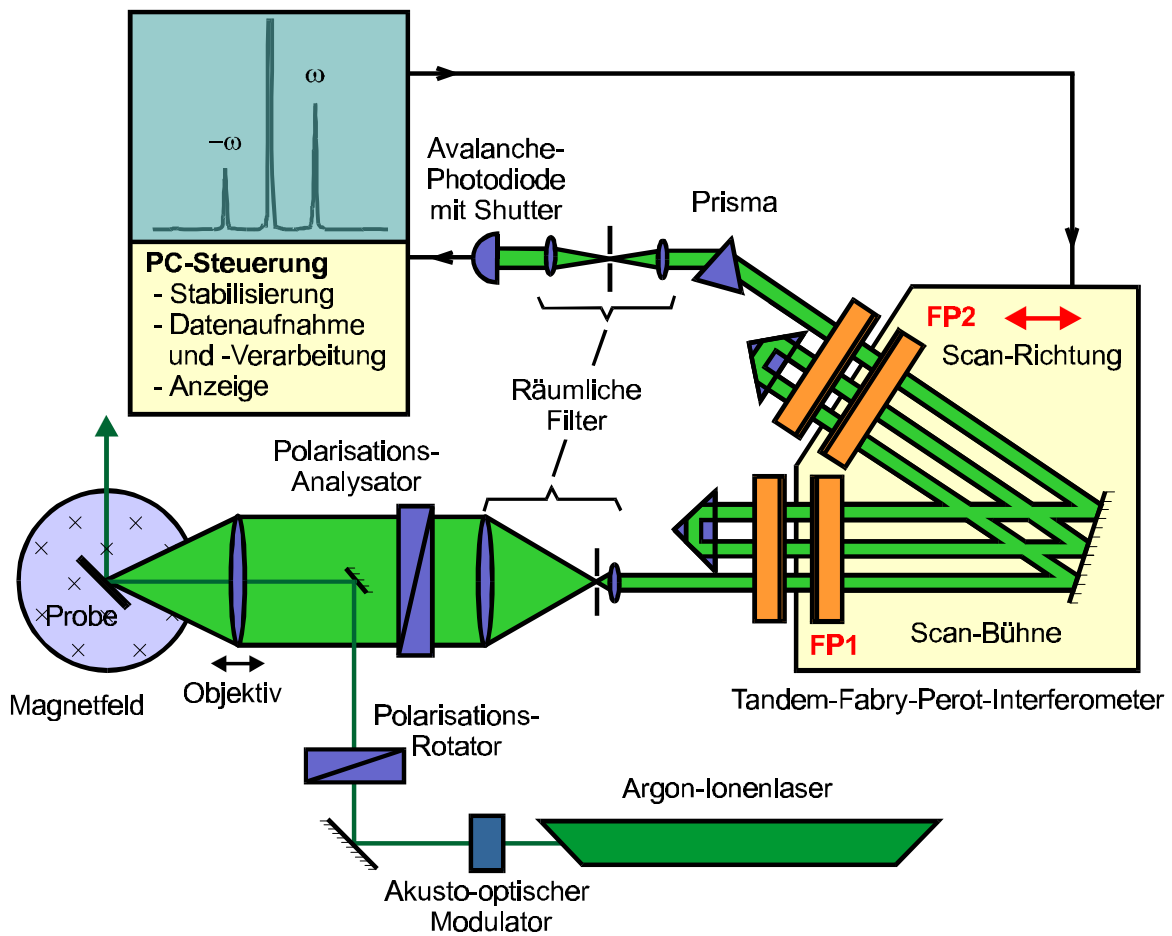
Klassisch kann der Streuprozess wie folgt verstanden werden: in Folge der Spin-Bahn-Kopplung wird im Brechungsindex des Mediums ein Phasengitter erzeugt, welches mit der Geschwindigkeit der Spinwelle propagiert. Licht wird an diesem Phasengitter gebeugt, wobei die Frequenz des Lichtes um die Spinwellenfrequenz Dopplerverschoben wird. Die Dopplerverschiebung erfolgt dabei zu höheren (niedrigeren) Frequenzen hin, wenn die Spinwelle (= Phasengitter) in die entgegengesetzte (gleiche) Richtung im Vergleich zur Komponente des einfallenden Lichtes, welche parallel zur Schicht liegt, propagiert. Dieser Sachverhalt ist in Fig. 8 verdeutlicht.

Die Brillouin-Lichtstreuung ist daher gut geeignet, zwischen Oberflächen- und Volumen-Spinwellenanregungen zu unterscheiden, denn erstere zeichnen sich durch ihre nichtreziproke Propagationsrichtung aus, die zu einer Asymmetrie der Peakhöhen auf der Energieverlustseite (anti-Stokes-Seite) und der Energiegewinnseite (Stokes-Seite) des Spektrums führt.

### 3.1 Das Tandem-Fabry-Perot-Interferometer

Das von J.R. Sandercock entwickelte Tandem-Fabry-Perot-Interferometer [9,10] ist ein Spektrometer mit einer Frequenzauflösung im Sub-GHz-Bereich und einem Kontrast von besser als  $1:10^{10}$ . Es ist daher sehr gut zu Untersuchungen von Oberflächen-Spinwellenanregungen geeignet.

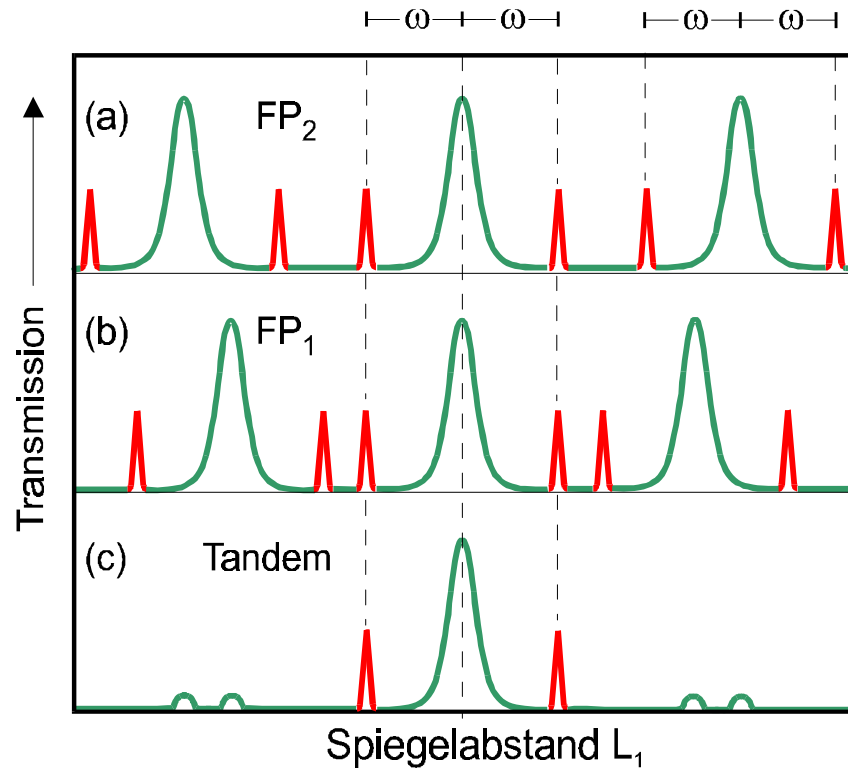
Das frequenzselektive Element ist ein Fabry-Perot-Interferometer (auch Etalon genannt), bestehend aus zwei parallelen Spiegeln hoher Reflektivität (95-98%). Das Etalon transmittiert Licht, wenn der Spiegelabstand ein Vielfaches der halben Wellenlänge  $\lambda$  des Lichtes beträgt. Bei der konventionellen Interferometrie mit einem Etalon besteht wegen der Periodizität der Transmission im Spiegelabstand mit  $\lambda/2$  immer eine Mehrdeutigkeit in der Zuordnung einer inelastischen Anregung zur entsprechenden Transmissionsordnung. Dieser Nachteil wird in der Tandem-Anordnung vermieden. Der Aufbau der Apparatur ist in Fig. 9 schematisch gezeigt. Das Licht eines frequenzstabilisierten  $\text{Ar}^+$ -Ionenlasers wird mit einem Objektiv auf die Probe fokussiert. Das von der Probe zurück gestreute Licht (elastische und inelastische Anteile) wird über das Objektiv gebündelt und über ein räumliches Filter dem Kernteil des Spektrometers, dem Tandem-Fabry-Perot-Interferometer, zugeführt. Das Tandem-Interferometer besteht aus zwei optisch in Serie liegenden Etalons. Das vom Tandem-Interferometer transmittierte, frequenzselektierte Licht wird nach weiterer räumlicher Filterung zur Unter-



**Fig. 9:** Schematische Darstellung des Tandem-Fabry-Perot-Interferometers.

drückung von Untergrundsignalen durch eine Avalanche-Photodiode detektiert. Ein Computer stellt die erhaltenen Spektren dar.

Das von der Probe kommende Licht gelangt nacheinander durch die beiden Einzelinterferometer FP1 und FP2 (siehe Fig. 9). Von den beiden Etalons ist jeweils ein Spiegel auf einer gemeinsamen, piezoelektrisch angetriebenen Bühne montiert. Zur Verdeutlichung der Wirkungsweise sind in Fig. 10 schematisch die Transmissionskurven der Etalons (a) FP<sub>2</sub>, (b) FP<sub>1</sub> und (c) für beide Etalons in Serie (Tandem-Betrieb) als Funktion des Spiegelabstandes  $L_1$  von FP1 gezeigt. Bei einer Längenänderung von  $\lambda/2$  in  $L_1$  gelangt FP<sub>1</sub> von einer Transmissionsordnung zur nächsten. Wegen der gemeinsamen Montage der beweglichen Spiegel ist die Abstandsänderung für FP<sub>2</sub> jedoch immer um einen Faktor  $\cos J$  kleiner, wobei  $J$  der Winkel der Etalon-Achsen zueinander ist.



**Fig. 10:** Schematisches Prinzip der gegenseitigen Unterdrückung der Nebenordnungen. Die stark unterdrückten Nebenordnungen, die als Doppel-Peaks auftreten, werden als "Ghosts" bezeichnet.

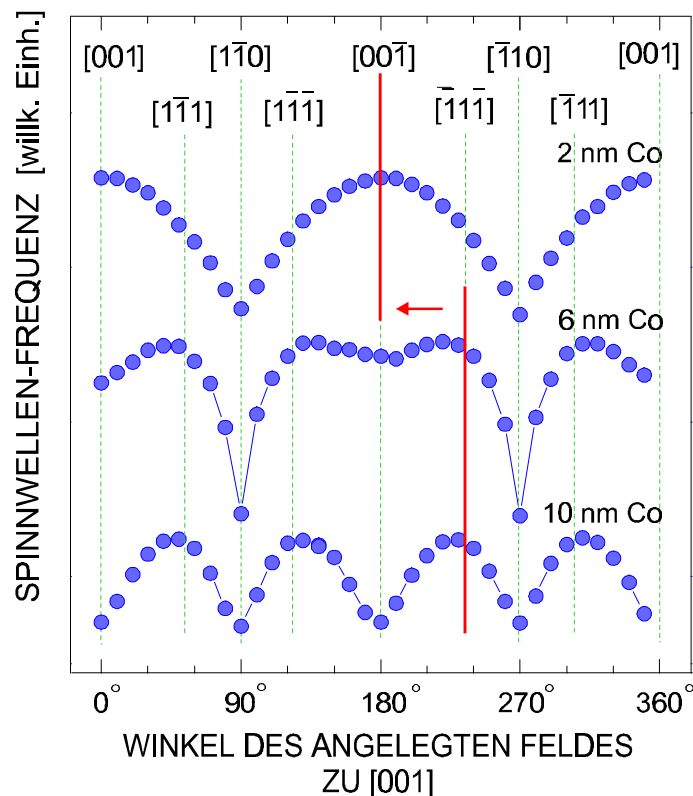
Nehmen wir einmal an, daß beide Etalons in Transmission sind (siehe Fig. 10). Die Transmissionsmaxima der benachbarten Ordnungen liegen jetzt bei verschiedenen Werten von  $L_1$  für beide Etalons. Wegen der optischen Serienanordnung werden daher die Transmissionsmaxima der benachbarten Ordnungen jeweils gegenseitig unterdrückt. Das gleiche gilt für die inelastischen Anregungen, so daß das transmittierte Spektrum den Streuquerschnitt der Probe nahezu unverfälscht wiedergibt. Zur experimentellen Realisation dieses Funktionsprinzips ist eine Planität der Spiegel von  $\lambda/200$  und eine Parallelität von  $\lambda/100$  erforderlich. Letzteres kann nur durch eine aufwendige, aktiv geregelte Stabilisierung zur Kompensation von thermischen Drifts gewährleistet werden. Zur Erzielung des notwendigen Kontrastes wird das Licht mit Hilfe von Strahlumlenkern durch jedes Spiegelpaar mehrfach hindurchgeführt (siehe Fig. 9).

## 4. Beispiele

### 4.1 Spinwellen in dünnen epitaktischen Schichten: Beispiel Co/Cu(110)

Mit Hilfe der Spinwellen können wir in sehr eleganter Weise die magnetischen Eigenschaften dünner epitaktischer Schichten untersuchen. Der Vorteil der Methode liegt in der hohen Auflösung, die durch den Durchmesser des Laserfokus ( $\varnothing \approx 50\mu\text{m}$ ) gegeben ist, und in der großen Empfindlichkeit (z.B. eine Monolage für Co). Mit der Brillouin-Lichtstreuung sind auch Proben mit über die Probenoberfläche variierender Schichtdicke (sog. Keil-Proben) oder gestuften Schichtdicken zugänglich. Der zweite große Vorteil liegt darin, daß die Messungen im gesättigten Zustand, d.h. bei hohen Feldern durchgeführt werden können. Die Problematik einer bei niedrigen Feldern möglicherweise vorliegenden Domänenstruktur kann daher umgangen werden.

Dies soll an einem einfachen Beispiel illustriert werden [11]. Als Untersuchungsgegenstand diskutieren wir epitaktische Co(110)-Filme mit Schichtdicken zwischen 2 und 10 nm, die auf Cu(110)-Einkristallen aufgewachsen wurden. Die Oberfläche hat eine zweizählige Symmetrie. Wir erwarten daher, daß die magnetische Anisotropie ebenfalls eine zweizählige Anisotropie aufweisen sollte. Die kristallographische Struktur des Co ist fcc. Für diese Struktur



**Fig. 11:** Gemessene Spinwellenfrequenzen für verschiedene Schichtdicken von Co(110)-Schichten auf Cu(110)-Einkristallsubstraten als Funktion des in-plane-Winkels zwischen dem angelegten Feld und der [001]-Richtung. Die Feldstärke des angelegten Feldes beträgt 0.3 T (nach [11]).

sind die leichten Achsen entlang der  $\langle 111 \rangle$ -Raumachsen orientiert. Von diesen Achsen liegen zwei in der (110)-Ebene. Als Funktion der Schichtdicke sollten wir also in diesem System den Wettstreit zwischen der zweizähligen, durch das Aufwachsen auf der Cu (110)-Oberfläche verursachten Anisotropie und der Volumenanisotropie gut studieren können. Zu diesem Zweck wurden die Spinwellenfrequenzen als Funktion der Richtung des äußeren Feldes innerhalb der Schicht gemessen. Fig. 11 zeigt einige Ergebnisse. Aufgetragen sind die Spinwellenfrequenzen als Funktion des in-plane-Winkels gemessen in Bezug auf die in-plane-[001]-Richtung. Liegt das äußere Feld parallel zu einer leichten Achse der Magnetisierung, so sind die Spinwellenfrequenzen maximal, da das interne Feld  $\vec{B}_{\text{eff}}$  dann maximal ist. Wir können also sofort für die dünnste Co-Schicht die [001]-Richtung als leichte Achse identifizieren. Die Spinwellenvariation zeigt ein typisch zweizähliges Verhalten – der dominierende Anisotropiebeitrag ist also die wachstumsinduzierte zweizählige Anisotropie. Zu dickeren Schichten hin ändert sich das Verhalten ganz dramatisch: Über einen Übergangsbereich (6 nm Co) hinweg zeigen die Spinwellenfrequenzen für die 10 nm dicke Schicht vier Maxima, die entlang den in-plane- $\langle 111 \rangle$ -Richtungen liegen. Dies ist eine klare Evidenz dafür, daß bei dieser Schichtdicke die Volumen-Kristallanisotropie den dominierenden Beitrag liefert. Der nächste Schritt besteht darin, die gemessenen Daten quantitativ durch Anpassen der Parameter in Gl. 11 auszuwerten. Anpaßparameter sind dabei die Anisotropiekonstanten. Für das hier diskutierte System wurde gefunden, daß die Volumenanisotropie für Schichtdicken größer als 5 nm konstant ist und unterhalb um mindestens eine Größenordnung unterdrückt ist. Die physikalische Ursache hierfür konnte auf die tetragonale Verzerrung der Co-Einheitszelle infolge des Gitterfehlpasses zwischen Cu und Co zurückgeführt werden [11].

## 4.2 Doppelschichtsysteme

Bringen wir zwei identische magnetische Schichten so nahe zueinander, daß sie koppeln können, so wird infolgedessen die Frequenzentartung der beiden Damon-Eshbach-Moden in den Einzelschichten aufgehoben. Die Frequenzseparation ist dabei ein Maß für die Kopplung zwischen den Schichten. Man kann sich dies sehr einfach am gekoppelten Pendel als mechanischem Analogon zur magnetischen Doppelschicht verdeutlichen, welches für die symmetrische und die antisymmetrische Schwingungsmode verschiedene Frequenzen besitzt.

Bei magnetischen Doppelschichten können zwei Mechanismen zur Kopplung beitragen: (i) die Kopplung über magnetische Streufelder (langreichweitig) und (ii) die Zwischenschicht-Austauschkopplung (kurzreichweitig). Die Zwischenschicht-Austauschkopplung kann sowohl ferromagnetischer wie auch antiferromagnetischer Art sein und für ein gegebenes Zwischenschichtmaterial sogar mit der Schichtdicke oszillieren. In den Vorträgen von P. Bruno und P. Grünberg wird die Physik dieser Kopplung ausführlich diskutiert. Wir wollen hier den Einfluß der Zwischenschichtkopplung auf Spinwellenanregungen betrachten. In Folge der Kopplung

tritt ein zusätzlicher Beitrag zur Grenzflächen-Drehmomentdichte einer Schicht auf, der von der Austausch-Wechselwirkung mit der zweiten Schicht stammt (hier unter Vernachlässigung von Anisotropiebeiträgen) [12]:

$$\frac{A_1}{M_1} \vec{M}_1 \times \frac{\partial \vec{M}_1}{\partial n_1} + \frac{A_{12}}{M_2} \vec{M}_1 \times \vec{M}_2 = 0 \quad (16)$$

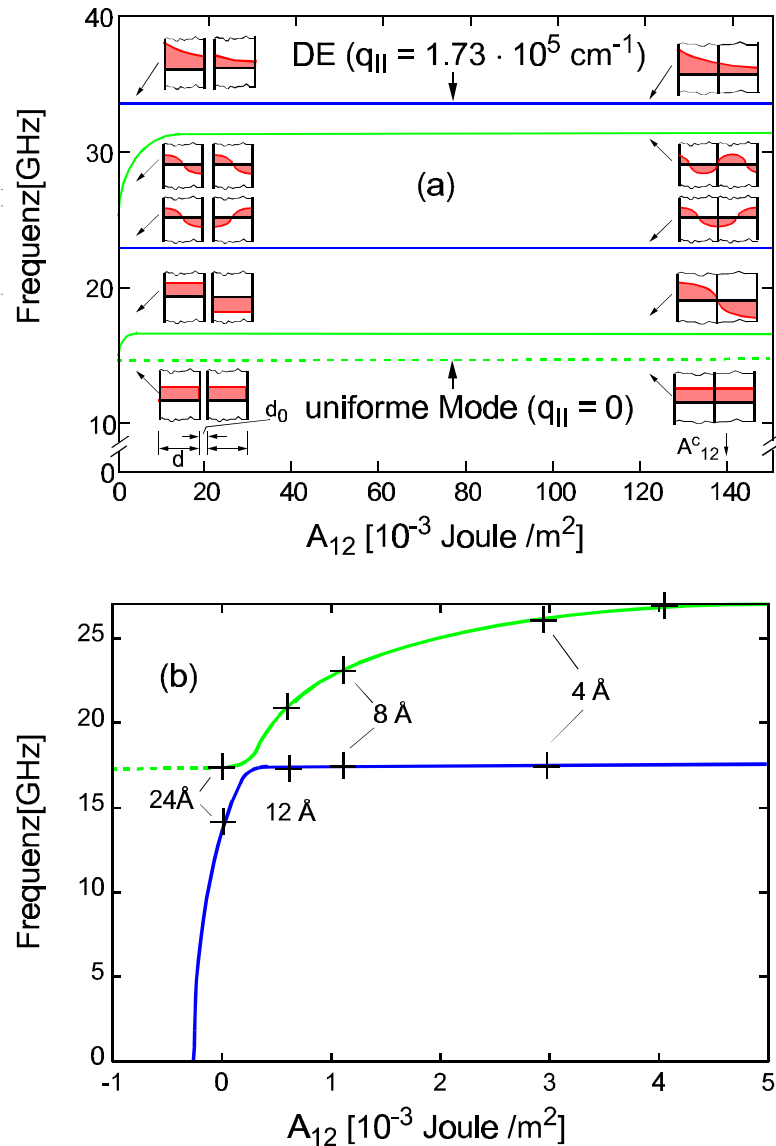
In dieser, nach ihrem Entdecker benannten Hoffman-Randbedingung ist der erste Term die Rado-Weertman-Randbedingung (ohne Anisotropie), die wir schon kennen (Gl. 9), und der zweite Term das zusätzliche Drehmoment infolge der Kopplung, wobei die Konstante  $A_{12}$  die Stärke der Kopplung angibt. Eine ähnliche Randbedingung gilt auch für die Grenzfläche der zweiten Schicht.

Wir wollen nun den Übergang von zwei ungekoppelten Schichten zu stark gekoppelten Schichten diskutieren. Die maximale Kopplungsstärke  $A_{12}$  ist erreicht, wenn der Abstand der beiden Schichten gerade gleich dem nächste-Nachbar-Abstand  $a_{nn}$  ist;  $A_{12}$  ist gegeben durch  $A_{12} = A/a_{nn}$ . Hier verlassen wir allerdings den Bereich der Kontinuumstheorie.

Im Falle ungekoppelter Schichten existiert in jeder Schicht eine umlaufende Damon-Eshbach-Mode. Fig. 12(a) zeigt die Modenfrequenzen und die zugehörigen Profile (Präzessionsamplituden) als Funktion der Kopplungsstärke. Mit zunehmender Kopplung müssen die Präzessionsamplituden und -phasen der Spins an der Grenzfläche zwischen den beiden Schichten angeglichen werden. Wie man in Fig. 12(a) sieht, wird so aus den beiden Damon-Eshbach-Moden der Einzelschichten die Damon-Eshbach-Mode der Doppelschicht, und aus den beiden uniformen ( $q=0$ )-Moden mit  $180^\circ$  Phasenverschiebung die ( $n=1$ ) Stehende Spinwelle der Doppelschicht. Aus den ( $n=1$ ) Stehenden Spinwellen der Einzelschichten werden für  $180^\circ$  Phasenverschiebung die ( $n=2$ ) Stehende Spinwelle der Doppelschicht und für  $0^\circ$  Phasenverschiebung die ( $n=3$ ) Stehende Spinwelle der Doppelschicht.

In Fig. 12(b) sind die berechneten Spinwellenfrequenzen der Damon-Eshbach-Mode und der ( $n=1$ ) Stehenden Spinwelle als Funktion von  $A_{12}$  für kleine Werte von  $A_{12}$  gezeigt. Im Kreuzungsbereich der beiden Moden findet man Modenabstoßung. Man kann nun eine solche Auftragung benutzen, um experimentell die Kopplungskonstante  $A_{12}$  zu bestimmen: gemessene Werte für die Spinwellenfrequenzen werden entlang der  $A_{12}$ -Achse parallel verschoben, bis sie auf der theoretischen Kurve liegen. Der Wert für  $A_{12}$  kann dann auf der x-Achse abgelesen werden. In Fig. 12(b) ist dies für Permalloy-Doppelschichten gezeigt, wobei die Kopplungsstärke durch die Dicke einer Pd-Zwischenschicht eingestellt wird. Die Pd-Schichtdicken sind in Fig. 12(b) angegeben.

In Fig. 12(b) sind die Spinwellenfrequenzen auch für kleine negative Werte von  $A_{12}$  gezeichnet. Dabei wird die Frequenz der ersten stehenden Spinwelle bei etwa  $A_{12}^{\text{krit}} = -0,3 \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$  zu Null. Dieses „Soft“-werden der Mode deutet an, daß die angenommene Orientierung der



**Fig. 12:** (a) Berechnete Frequenzen der niedrigst-frequenten Moden in einer Fe-Doppelschicht mit  $d_{\text{Fe}} = 400 \text{ \AA}$  als Funktion der Zwischenschicht-Kopplungskonstanten  $A_{12}$ . Die Modenprofile sind gezeigt für  $A_{12} = 0$  und für  $A_{12} = A_{12}^c$  (maximale Kopplungsstärke). (b) Frequenzen der beiden niedrigst-frequenten Moden als Funktion von  $A_{12}$  einer Permalloy-Doppelschicht mit  $d_{\text{Py}} = 100 \text{ \AA}$ . Die experimentellen Daten wurden für ein System mit Pd als Zwischenschichtmaterial von der Dicke  $d_0$  erhalten (nach [3]).

Magnetisierung, nämlich parallel zur Richtung des angelegten Feldes, unterhalb von  $A_{12}^{\text{krit}}$  instabil ist: das negative Vorzeichen von  $A_{12}$  entspricht einer antiferromagnetischen Zwischenschichtkopplung, welche die Magnetisierungsrichtungen der beiden Schichten entgegengesetzt orientieren möchte. Unterhalb von  $A_{12}^{\text{krit}}$  liegt daher eine „verkippte“ Magnetisierungsstruktur vor.

### 4.3 Vielfachschichten und Übergitter in dipolarer Näherung

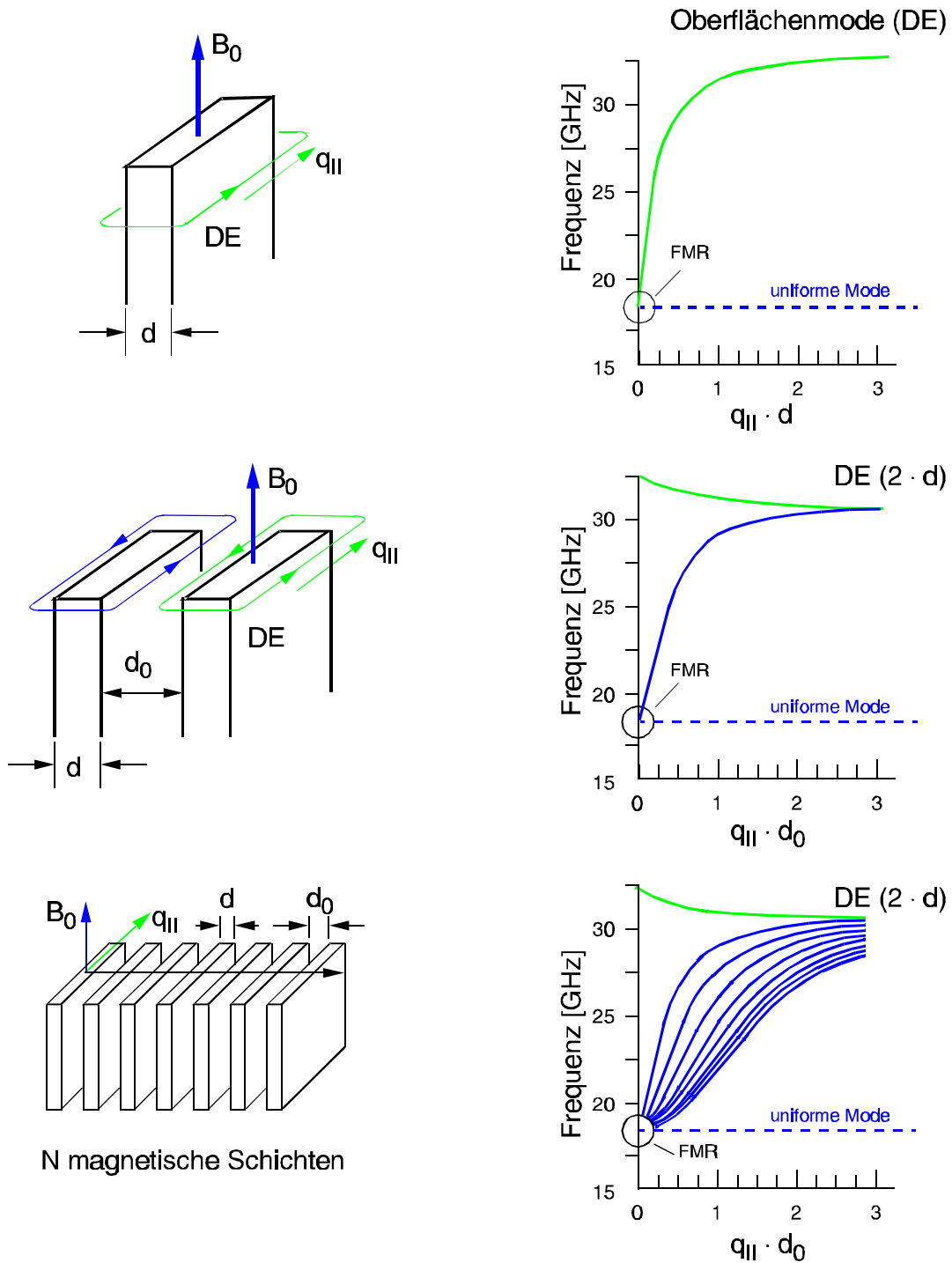
Wir wenden uns jetzt den magnetischen Vielfachschicht- und Übergitterstrukturen zu. Vielfachschichten sind Systeme aus mindestens zwei magnetischen Schichten. Unter Übergitterstrukturen verstehen wir periodisch geschichtete Vielfachschichten mit einer großen Zahl von Einzelschichten.

Die dipolare Wechselwirkung und die Austauschwechselwirkung koppeln die Spinwellen in den Einzelschichten aneinander. Die wohl wichtigste Konsequenz dieser Kopplung ist das Entstehen von sogenannten kollektiven Spinwellenanregungen infolge der Stapelperiodizität, welche kohärent über den ganzen Stapel der Übergitterstruktur ist. Diese Anregungen sind einzigartig in magnetischen Übergitterstrukturen und nicht bekannt von Volumenmaterialien. Von besonderer Bedeutung ist ebenfalls, daß die Art der Zwischenschichtkopplung wie auch ihr Vorzeichen und die Stärke durch die Wahl der nichtmagnetischen Zwischenschichten und ihre Dicke eingestellt werden können.

Der Einfachheit halber betrachten wir jetzt Vielfachschichten mit rein dipolarer Kopplung. Die dipolaren Spinwellenanregungen einer Vielfachschicht, bestehend aus  $N$  magnetischen Schichten, setzen sich zusammen aus den  $N$  Damon-Eshbach-Moden der Einzelschichten, die durch die Zwischenschichtkopplung miteinander wechselwirken. Um nun das dabei entstehende sogenannte „Band kollektiver Spinwellenanregungen“ zu verstehen, beachten wir das Kopplungsschema in Fig. 13. Wir nehmen an, daß Anisotropie-Effekte vernachlässigbar klein sind. Betrachten wir zunächst eine magnetische Einzelschicht in einem externen Feld, welches parallel zur Schicht liegt, wie sie im oberen Teil von Fig. 13 gezeigt ist. Um die Schicht läuft mit definiertem Umlaufsinn die Damon-Eshbach-Mode. Ihre Frequenzabhängigkeit vom Wellenvektor  $q_{\parallel}$  und der Schichtdicke  $d$  ist auf der rechten Seite von Fig. 13 aufgetragen.

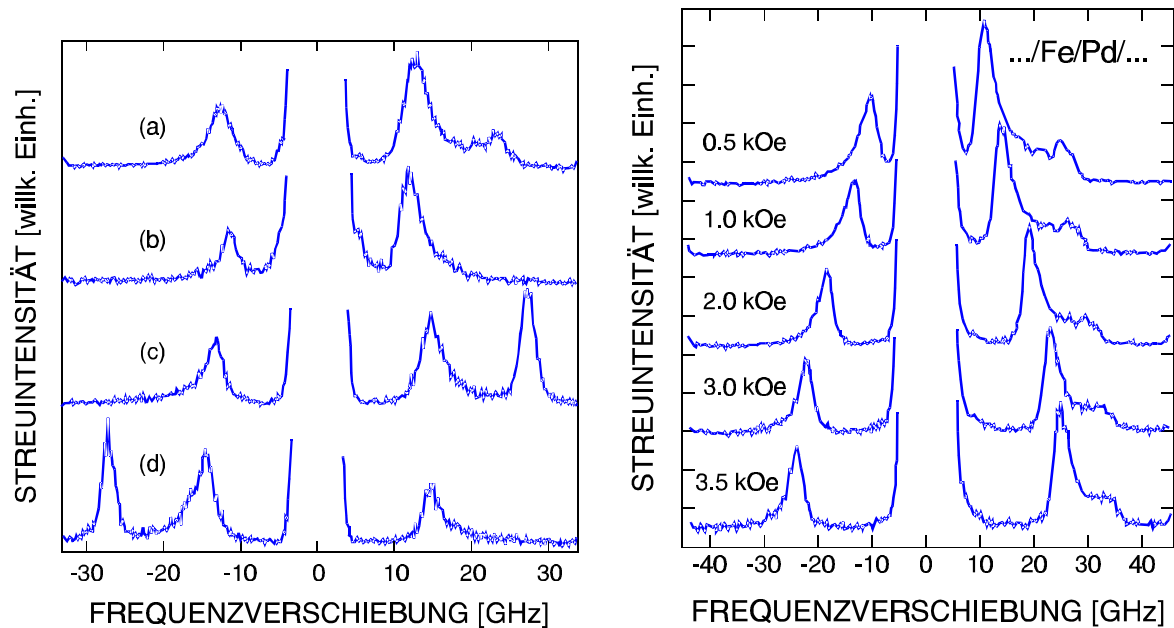
Bringen wir jetzt zwei identische magnetische Schichten so nahe zueinander, daß sie koppeln, so ändern sich die Frequenzen der beiden Damon-Eshbach-Moden. Die Frequenzabhängigkeit als Funktion des Produktes aus  $q_{\parallel}$  und des Abstandes  $d_0$  der beiden Schichten zueinander ist in der Mitte von Fig. 13 auf der rechten Seite gezeigt. Mit abnehmender Zwischenschichtdicke  $d_0$  nimmt die Kopplung zu, und im Übergang  $d_0 \rightarrow 0$  steigt die Frequenz der oberen Damon-Eshbach-Mode auf die Frequenz einer doppelt so dicken Einzelschicht an. Die Frequenz der unteren Mode hingegen konvergiert gegen die Frequenz der uniformen Mode, wie sie z.B. mit der Ferromagnetischen Resonanz gemessen werden kann.

Im unteren Teil von Fig. 13 ist das Kopplungsschema für Vielfachschichtstrukturen dargestellt. Aus den  $N$  Damon-Eshbach-Moden der Einzelschichten entstehen  $N$  gekoppelte Moden, die für genügend große Werte von  $N$  ein Kontinuum bilden. Von diesen  $N$  Moden ist eine Mode eine Oberflächenmode des gesamten Schichtstapels. In Analogie zur Damon-Eshbach-Mode der Einzelschicht propagiert diese Mode parallel zu den Schichten in definiertem Umlaufsinn um den gesamten Schichtstapel. Die übrigen  $N-1$  Moden haben eine



**Fig. 13:** Schema der Kopplung von Damon-Eshbach-Moden in Einfach-, Doppel- und Vielfachschichten bei rein dipolarer Kopplung.

Wellenvektorkomponente senkrecht zum Schichtstapel und weisen daher sowohl Oberflächenmodencharakter wie Volumenmodencharakter auf, wobei der Volumenmodencharakter am unteren Bandrand maximal ist.



**Fig. 14: links:** Brillouin-Lichtstreuenspektren von Fe/Pd-Übergittern in einem angelegten Magnetfeld von 0,1 T: Die Dicken der magnetischen ( $d$ ) und der nichtmagnetischen ( $d_0$ ) Schichten sind in (a):  $d = 21.9\text{Å}$ ,  $d_0 = 24.3\text{Å}$ , (b):  $d = 41.7\text{Å}$ ,  $d_0 = 138.7\text{Å}$ , (c) und (d):  $d = 41.0\text{Å}$ ,  $d_0 = 9.1\text{Å}$ . In (d) wurde die Richtung des Magnetfeldes im Vergleich zu (c) umgekehrt.

**rechts:** Brillouin-Lichtstreuenspektren eines Fe/Pd-Übergitters mit  $d = 89.4\text{Å}$  und  $d_0 = 99.9\text{Å}$  für verschiedene angelegte Feldstärken wie in der Figur angegeben.

Alle Proben bestehen aus 49 Perioden und wurden bei Raumtemperatur vermessen (nach [13]).

Kollektive dipolare Spinwellenanregungen können leicht mit der Brillouin-Lichtstreuung beobachtet werden. Sie sind nicht beobachtbar mit Ferromagnetischer Resonanz, da bei dieser Methode die dipolaren Moden einen verschwindenden Wellenvektor haben, was einer verschwindenden Spinwellen-Bandbreite gleichkommt. Fig. 14 zeigt einige typische Brillouin-Spektren von kollektiven Spinwellenmoden von Fe/Pd-Übergittern als Funktion der magnetischen und der nichtmagnetischen Schichtdicken (links) und als Funktion des angelegten Feldes (rechts) [13]. Das angelegte Magnetfeld von 0,1 T liegt parallel zu den Schichtebenen; der Wellenvektor ( $1,7 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$ ) liegt senkrecht zum angelegten Feld. Die Dicken  $d$  und  $d_0$  der magnetischen und nichtmagnetischen Schicht sind in der Legende von Fig. 14 angegeben. In Fig. 14(a) ist die magnetische Schichtdicke etwa gleich der nichtmagnetischen Schichtdicke. Das Band der kollektiven Spinwellenanregungen ist zwischen 12 und 26 GHz erkennbar. Das Band hat ein Maximum in der Zustandsdichte am unteren Bandrand und fällt asymmetrisch zum oberen Bandrand hin ab. Die Stokes/anti-Stokes Asymmetrie des Bandes, welche charakteristisch für den Modencharakter ist, ist klein am unteren Bandrand und sehr groß am oberen Bandrand, was auf Volumenmodencharakter am unteren Bandrand und Oberflächenmo-

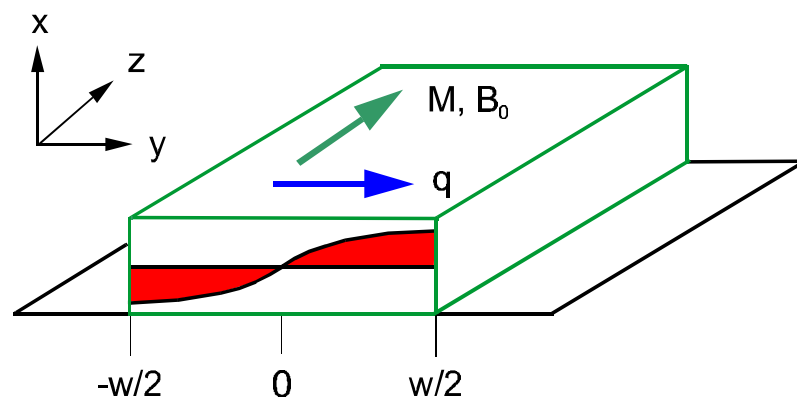
dencharakter am oberen Bandrand hinweist. In Fig. 14(b) ist die Dicke der nichtmagnetischen Schichten um einen Faktor drei größer als die der magnetischen. Das Spinwellenband ist nun sehr viel schmaler, da die Kopplung über die nichtmagnetischen Zwischenschichten reduziert ist. Ein sehr interessanter Fall tritt auf, wenn die Dicke der magnetischen Schicht größer als diejenige der nichtmagnetischen Schicht ist (um einen Faktor vier in Fig. 14(c,d)). Zusätzlich zum Band kollektiver Spinwellenanregungen tritt dann eine neue Mode auf ( $\pm 28$  GHz in Fig. 14(c,d)), welche eine Oberflächenmode des gesamten Übergitterstapels ist. Für  $d = d_0$  würde diese Mode mit dem Band kollektiver Spinwellen mischen.

Fig. 14(c,d) demonstriert den durch die Richtung des angelegten Magnetfeldes definierten Umlaufsinn der dipolaren kollektiven Moden. Wird nämlich die Richtung des angelegten Feldes umgekehrt, so werden im Brillouin-Spektrum die Stokes- und die Anti-Stokes-Seite vertauscht. Die Abhängigkeit der Spinwellenfrequenzen vom externen Feld ist in Fig. 14(rechts) dargestellt.

Werden nun die Zwischenschichten so dünn, daß neben der dipolaren Kopplung auch die Zwischenschicht-Austauschkopplung einen Beitrag liefert, so erhalten die kollektiven Spinwellen einen deutlichen Austauschmoden-Charakter und werden zum sogenannten „Band der kollektiven, Austausch-dominierten Spinwellenanregungen“ [14].

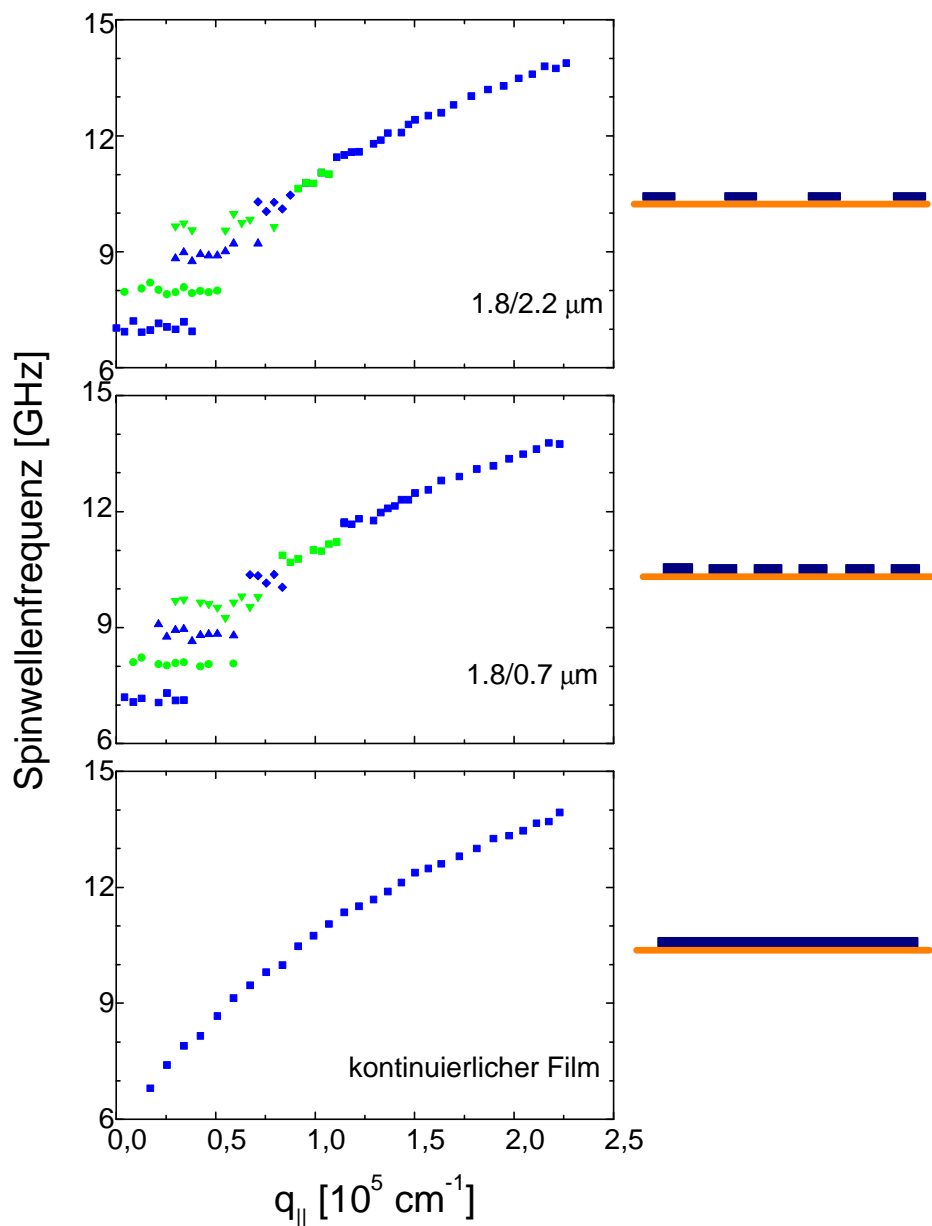
#### 4.4 Spinwellen in magnetischen Drähten

Wir wenden uns jetzt einer neuen Klasse magnetischer Systeme zu, nämlich lateral strukturierten magnetischen Schichten. Das Anwendungspotential solcher Systeme, etwa in der magnetischen Speichertechnologie (MRAM) wird im Beitrag von J. Wecker vorgestellt. Möchte man in einer MRAM-Speicherzelle den zeitlichen Verlauf des magnetischen Umschaltprozesses verstehen, so benötigen wir hierzu die Grundkenntnisse über die in diesen Strukturen existierenden dynamischen Anregungen – den Spinwellen.



**Fig. 15:** Geometrie eines Drahtes der Breite  $w$ . Dargestellt ist die  $(n=1)$ -Mode.

Als ein gut geeignetes Modellsystem betrachten wir Streifen aus Permalloy mit Breiten im  $\mu\text{m}$ -Bereich. Permalloy hat den Vorteil, daß magnetische Anisotropien vernachlässigbar klein sind, und so die Interpretation der Experimente einfacher ist. Wir betrachten Oberflächenspinwellen (Damon-Eshbach-Moden) die in der Schichtebene senkrecht zu den Drahtachsen propagieren. Trifft die Spinwelle an die seitliche Begrenzung eines Drahtes, so wird sie dort reflektiert. Damit eine Spinwelle überhaupt existieren kann, muß sich zwischen den beiden Seiten des Drahtes eine Stehende Welle ausbilden.



**Fig. 16:** Gemessene Dispersion (Spinwellenfrequenz vs. Wellenvektor) für strukturierte magnetische Drähte (oben und mitte) und für einen kontinuierlichen Film zum Vergleich (unten). Die Probengeometrien sind jeweils rechts angedeutet (nach [15]).

Wir betrachten nun zunächst das Experiment [15]. Die Geometrie ist in Fig. 15 gezeigt. Im Experiment wurden die Spinwellenfrequenzen als Funktion des im Lichtstreuungsprozess an die Spinwellenmoden transferierten in-plane-Wellenvektors  $q_{\parallel}$  gemessen.  $q_{\parallel}$  wurde über den Bereich  $(0 - 2,2) \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$  durch Ändern des Winkels des einfallenden und zurückgestreuten Laserlichtes variiert. Fig. 16 zeigt erhaltene Resultate für periodische Drahtstrukturen mit Breiten von  $1,8 \mu\text{m}$  und Abständen zwischen den Drähten von  $2,2 \mu\text{m}$  (oben) und  $0,7 \mu\text{m}$  (Mitte). In Fig. 16(unten) ist zum Vergleich die gemessene Dispersionskurve eines kontinuierlichen Filmes gezeigt. Hier verhalten sich die Spinwellen als Funktion  $q_{\parallel}$ , wie in Abschnitt 2.1 diskutiert.

Wir sehen sofort, daß bei kleinen Wellenvektoren die Spinwellen in mehrere Moden aufspalten. Jede dieser Moden zeigt für sich keine Dispersion und ist über einen gewissen, kontinuierlichen Wellenvektorbereich zu beobachten. Der Abstand der einzelnen Moden nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Zu größeren Wellenvektoren hin verschmelzen die Moden und führen zu einer kontinuierlichen Zunahme der Spinwellenfrequenz mit wachsendem Wellenvektor, wie beim kontinuierlichen Film. Die beiden Haupteigenschaften, die Existenz dispersionsloser Moden und deren Beobachtbarkeit über einen kontinuierlichen Wellenvektorbereich, diskutieren wir jetzt im Detail.

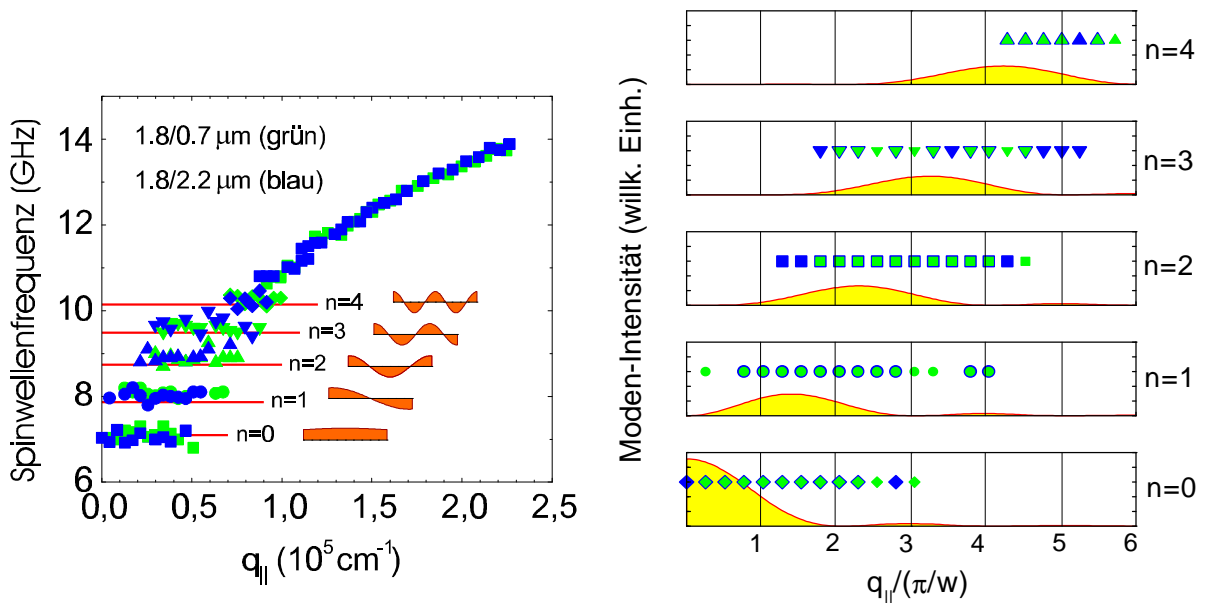
Das diskrete Modenspektrum läßt sich leicht durch die Quantisierung in Folge der Breite der Drähte verstehen. Wir nehmen an, daß sich eine laterale stehende Spinwelle mit der Wellenlänge  $l_n$  ausbildet, wobei  $l_n$  durch die Drahtbreite  $w$  und den Modenindex  $n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , festgelegt wird:

$$w = n \frac{\lambda_n}{2}; \quad q_{\parallel, n} = \frac{2\pi}{\lambda_n} = \frac{\pi}{w} n \quad . \quad (17)$$

Die Modenfrequenzen erhalten wir nun, indem wir die diskreten Werte  $q_{\parallel, n}$ , die Gl. 17 erfüllen, in die Dispersionsgleichung für dipolare Oberflächenspinwellen (Gl. 10) einsetzen. In der Tat lassen sich hierdurch ohne weitere Parameteranpassung die gemessenen Spinwellenfrequenzen gut reproduzieren, Fig. 17(links) zeigt das Ergebnis. Experiment und Theorie stimmen gut überein. Die ( $n=0$ )-Mode ist die uniforme Mode eines jeden Drahtes und kann durch Gl. 12 unter Benutzung der entsprechenden Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$  und  $N_y$  des Drahtes gut beschrieben werden.

Erstaunlich ist zunächst, daß trotz quantisierter Wellenvektoren der Spinwellen die Moden über einen scheinbar kontinuierlichen Wellenvektorbereich zu beobachten sind. Um dies zu verstehen, müssen wir uns noch einmal mit den grundsätzlichen Voraussetzungen eines Streuexperimentes beschäftigen. Im Streuprozess wird ein Photon an einem Quant der Spinwelle, dem Magnon, unter Energie- und Impulserhaltung gestreut (siehe Fig. 6). Auf die Wellenoptik übertragen bedeutet dies, daß alle drei beteiligten Teilchen durch unendlich

ausgedehnte, ebene Wellen dargestellt werden müssen. In einem gewöhnlichen Brillouin-Lichtstreuexperiment ist diese Voraussetzung recht gut erfüllt. Die kleinste Größe ist der Fokus des Laserstrahls auf der Oberfläche, dessen Durchmesser etwa  $50\ \mu\text{m}$  beträgt. Verglichen mit dieser Größe kann die Spinwelle als unendlich ausgedehnte, ebene Welle betrachtet werden. Im vorliegenden Fall ist allerdings die Spinwelle auf den magnetischen Draht mit einer Breite von  $1,8\ \mu\text{m}$  begrenzt. Wir müssen daher die Spinwelle als eine Welle beschreiben, die an den Rändern des jeweiligen Drahtes abgeschnitten wird. Daher ist dann der Wellenvektor nicht mehr im Lichtstreuprozeß erhalten. Um den Lichtstreuquerschnitt zu berechnen, müssen wir vielmehr das Modenprofil Fourier-transformieren. Für jede der Fourier-Komponenten gilt dann die Erhaltung des jeweiligen Wellenvektors. Da der dynamische Teil der Magnetisierung  $m_n(y)$  jetzt wegen des Abschneidens eine nichtperiodische Funktion ist, ist die Fourier-Transformierte  $m_n(q_{\parallel})$  eine kontinuierliche Funktion von  $q_{\parallel}$ . Im Brillouin-Lichtstreuexperiment beobachten wir daher über einen kontinuierlichen Wellenvektorbereich die jeweiligen Mode im inelastisch gestreuten Licht. Nimmt man an, daß die dynamische Magnetisierung  $m_n(y)$  eine kosinusförmige Funktion innerhalb des Drahtes ist, so kann man leicht die Fourier-Transformierte hiervon berechnen. Der Lichtstreuquerschnitt ist proportional zu dessen Betragsquadrat. In Fig. 17(rechts) ist der jeweilige Bereich gezeigt. Man findet eine recht gute Übereinstimmung zwischen diesen Überlegungen und dem experimentellen Ergebnis.

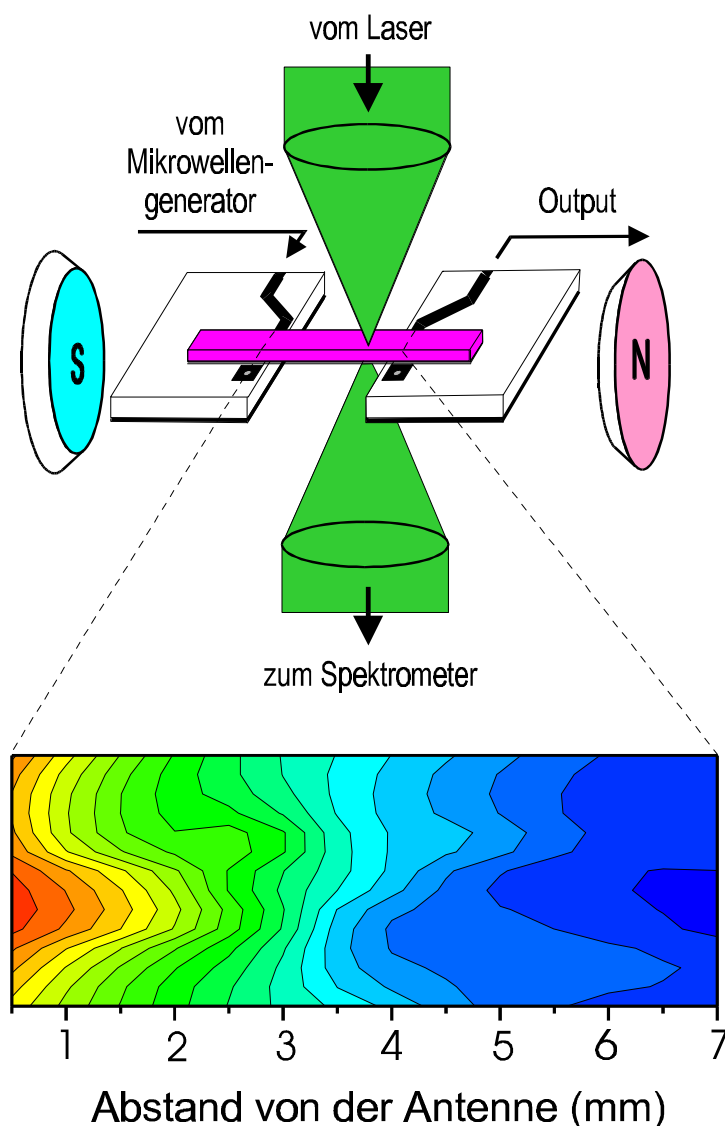


**Fig. 17: links:** gemessene (blaue und grüne Symbole) und berechnete (rote Linien) Spinwellenfrequenzen für die in der Figur angegebenen Proben. Die Modenordnung  $n$  ist jeweils angegeben. In orange sind die zugehörigen Präzessionsprofile gezeigt.

**rechts:** Fourier-Intensitäten  $|m_n(q_{\parallel})|^2$  als Funktion des Wellenvektors  $q_{\parallel}$  in Einheiten von  $\pi/w$  für die Moden  $n = 0-4$ . Die blauen und grünen Symbole geben die Wellenvektoren an, bei denen im Experiment die Moden beobachtet wurden.

#### 4.5 Nichtlineare Spinwellenanregungen, Spinwellenpulse

Bisher haben wir Spinwelleneigenschaften nur bei kleinen Präzessionsamplituden diskutiert, wo alle Phänomene in linearer Näherung diskutiert werden konnten. Im folgenden betrachten wir den Fall, daß die Präzessionsamplituden wesentlich größer sind und nichtlineare Effekte bedeutsam werden. Wir werden sehen, daß nichtlineare Spinwellen ein vorzügliches Studienobjekt zur Ausbreitung nichtlinearer Wellen in dispersiven, anisotropen und dissipativen Medien darstellen. Die Anisotropie ist hier allein schon durch die Abhängigkeit der Spinwellenfrequenz von dem Winkel zwischen den Richtungen des Wellenvektors und der in-plane-angenommenen Magnetisierung gegeben.



**Fig. 18:** Schema der ortsauflösenden Brillouin-Lichtstreuungsmethode. Der Laserstrahl wird durch Bewegen der Probe Punkt für Punkt über die Probe gefahren und die Intensität des an den Spinwellen gestreuten Lichtes gemessen. Die Intensitätsverteilung eines  $\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (BIG) Granat-Filmes mit  $x = 0,96$  und einer Schichtdicke von  $1,5 \mu\text{m}$  ist im unteren Teil gezeigt. Man beachte die Abnahme der Spinwellenintensität von links (Ort der Einkoppelantenne) nach rechts.

Bei größeren Präzessionsamplituden können in der Landau-Lifshitz-Bewegungsgleichung (Gl. 3) Terme, die quadratisch in den Komponenten der dynamischen Magnetisierung und des Feldes sind, nicht mehr vernachlässigt werden. Uns kommt also hier zu Hilfe, daß die Bewegungsgleichung selbst als Quelle von Nichtlinearität dienen kann, wir somit nicht auf nichtlineare Materialeigenschaften zurückgreifen müssen, wie dies z.B. in der nichtlinearen Optik der Fall ist.

Wir studieren die Propagation nichtlinearer Spinwellen in dünnen Filmen und in dünnen magnetischen Streifen. Der letztere Fall stellt für die Spinwellen dann eine quasi-eindimensionale Wellenleiterstruktur dar. Untersuchungen dieser Systeme sind in zweifacher Hinsicht interessant: Wie wir gleich sehen werden, bieten diese Strukturen ein exzellentes Studienobjekt zur Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften von nichtlinearen, propagierenden Wellen in ein- und zweidimensionalen Systemen mit Dispersion, Anisotropie und Dissipation [16,17]. Weiterhin gibt es ein großes Potential zur Anwendung in der analogen Höchsthfrequenz-Signalverarbeitung.

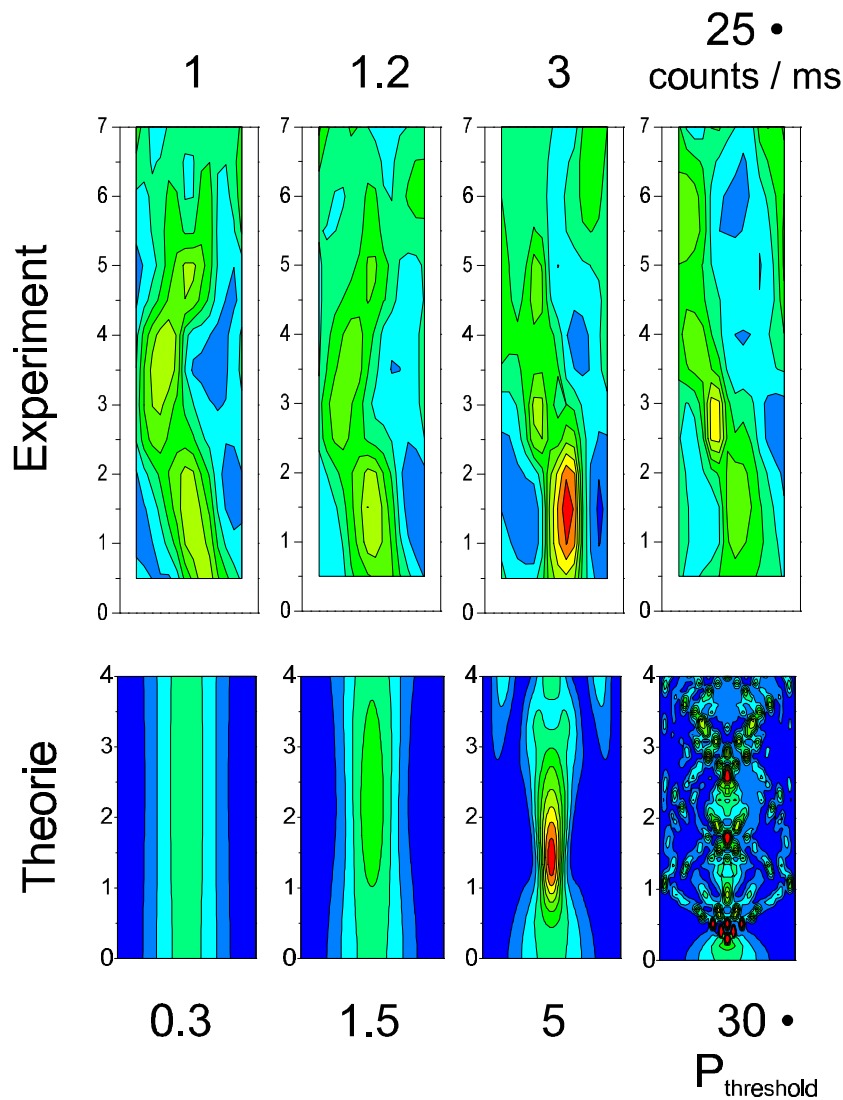
Das Experiment wurde wie folgt durchgeführt:

Als Material wählen wir Yttrium-Eisen-Granatschichten (YIG). Das Material ist ein magnetischer Isolator, der eine sehr kleine Spinwellendämpfung aufweist und daher die Propagation von Spinwellen über Abstände von der Größenordnung von einigen Zentimetern erlaubt. Dabei erzeugen wir Spinwellen hoher Präzessionsamplitude mit einer Mikrowellen-Streifenantenne, in die wir Mikrowellen der geeigneten Frequenz einspeisen. Im Experiment untersuchen wir nun die Ausbreitungseigenschaften, indem wir den Fokus des Brillouin-Lichtstreuungsspektrometers über die Oberfläche rastern und die Intensität der gemessenen Spinwellen zweidimensional auftragen (siehe Fig. 18).

Ein typischer nichtlinearer Ausbreitungseffekt ist der folgende: Durch die Mikrowellenantenne werden ebene Spinwellen erzeugt. Wie in der Optik wird die ebene Wellenfront aufgrund der Diffraktion nach einiger Zeit konvex verformt werden – die ebene Welle geht in eine Kugelwelle über. Besteht nun über die Nichtlinearität ein Mechanismus, der diesen Effekt überkompensiert, so wird die Wellenfront konkav geformt werden, und die in der Welle enthaltene Energie wird auf einen Punkt fokussiert werden. Dieser Effekt, den wir als Selbstfokussierungseffekt oder als Wellenkollaps bezeichnen, tritt für Spinwellen in der Backward-Volumen-Spinwellengeometrie auf (siehe auch Fig. 4) [16]. Fig. 19 zeigt entsprechende Resultate. Aufgetragen ist die zweidimensionale Spinwellenintensitätsverteilung für verschiedene Leistungen der eingekoppelten Mikrowellen. Als Maß für die eingekoppelte Mikrowellenleistung wird hier die Intensität des an den Spinwellen inelastisch gestreuten Lichtes nahe an der Antenne genommen. Bei kleinen Leistungen (1 und 1,2 counts/ms) beobachtet man ein nahezu gleichmäßiges Propagieren der Spinwellen hinweg von der Antenne. Die in diesen Bildern zu sehende, leicht schlangenähnliche Struktur beruht auf der endlichen Breite des Filmes, wobei

die Filmränder die Spinwellen reflektieren. Bei einer Präzessionsamplitude an der Antenne von 3 counts/ms wird nun im Abstand von 1...2 mm von der Antenne eine Konzentrierung der Spinwellenintensität beobachtet. Dies ist der Effekt der Selbstfokussierung. Bei höheren Leistungen verschwindet der Effekt im Experiment wieder.

Wie können wir nun diese Phänomene verstehen? Die Spinwellenfrequenz  $\omega$  ist in Gegenwart von nichtlinearen Effekten eine Funktion des Wellenvektors  $\vec{k}$  und des Quadrats der Präzessionsamplitude  $|\vec{j}|^2$ . Seien  $\omega_0$  die Frequenz der eingestrahlten Mikrowelle und  $\vec{k}_0$  der zu-



**Fig. 19:** Gemessene (oben) und berechnete (unten) Spinwellenintensitätsverteilung als Funktion der Präzessionsamplitude an der Antenne. Die Probe ist ein  $1,5\mu\text{m}$  dicker  $\text{Lu}_{2.04}\text{Bi}_{0.96}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  Film. Als Maß für die Präzessionsamplitude ist die Lichtstreuintensität an der Antenne oben angegeben. Für die Simulation ist entsprechend der Faktor zum Schwellen-Leistungswert  $P_{\text{threshold}}$  angegeben. Die experimentellen und berechneten Daten sind um die exponentielle Abschwächung der Spinwellen als Funktion des Abstandes von der Antenne korrigiert (nach [16]).

gehörige Wellenvektor, und seien ferner für eine gegebene Frequenz  $\omega$  und einen Wellenvektor  $\vec{k}$  die Abweichungen zu  $\omega_0$  und  $\vec{k}_0$  beschrieben durch  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\Delta\vec{k}_\parallel = \vec{k}_\parallel - \vec{k}_{\parallel 0}$ , und  $\Delta\vec{k}_\perp = \vec{k}_\perp - \vec{k}_{\perp 0}$ . Wir können die Dispersion  $\omega(\vec{k})$  in eine Taylor-Reihe entwickeln und einen nichtlinearen Term hinzufügen:

$$\omega(\vec{k}) = \omega(\vec{k}_0) + V_g \Delta k_\parallel + \frac{D}{2} \Delta k_\parallel^2 + S \Delta k_\perp^2 + \dots + N |\phi|^2 \quad (18)$$

Hierbei ist  $V_g = \partial\omega/\partial k_\parallel$  die Gruppengeschwindigkeit,  $D = \partial^2\omega/\partial k_\parallel^2$  der Dispersionskoeffizient,  $S = \partial\omega/\partial(k_\perp^2)$  der Diffraktionskoeffizient und  $N = \partial\omega/\partial(|\phi|^2)$  der Nichtlinearitätskoeffizient. Mit  $N = 0$  beschreibt Gl. 18 die Ausbreitung von linearen Wellen in einem Medium und enthält in den niedrigsten Ordnungen die Phänomene der Dispersion und der Diffraction. Der Term  $N \cdot |\phi|^2$  kann den Dispersionsterm und/oder den Diffractionsterm in Gl. 18 kompensieren, wenn das Vorzeichen von  $N$  jeweils verschieden von  $S$  oder  $D$  ist und der Betrag von  $N$  groß genug ist. Den Prozeß der Selbstfokussierung erhalten wir, falls gilt  $S \cdot N < 0$  und wenn die Diffraction vom nichtlinearen Term überkompensiert wird.

In Fig. 4 hatten wir schon gesehen, daß je nach Orientierung des Wellenvektors und der Magnetisierung verschiedene dipolare Moden existieren können. Tab. 1 faßt für diese Moden die Vorzeichen des Koeffizienten zusammen. Wir sehen, daß für die magnetostatische Backward-Volumen-Mode das sog. Lighthill-Kriterium

$$S \times N < 0 \quad (19)$$

für das Auftreten des Selbstfokussierungseffektes erfüllt ist.

Aus Gl. 18 können wir unter Hinzunahme eines Dämpfungsterms eine Bewegungsgleichung gewinnen, die sog. zweidimensionale Parabolische Gleichung, die oft auch wegen ihrer Ähn-

Mode	Diffraktionskoeffizient	Dispersionskoeffizient	Nichtlinearitätskoeffizient	Selbstfokussierung
magnetostatische Oberflächenmode	$S < 0$	$D < 0$	$N < 0$	Nein
magnetostatische Forward-Volumen-Mode	$S > 0$	$D < 0$	$N > 0$	Nein
magnetostatische Backward-Volumen-Mode	$S > 0$	$D > 0$	$N < 0$	Ja

**Tab. 1:** Bedingungen für das Auftreten des Selbstfokussierungseffektes von Spinwellen für verschiedene Modengeometrien

lichkeit zur Schrödinger-Gleichung als nichtlineare, zweidimensionale Schrödinger-Gleichung bezeichnet wird:

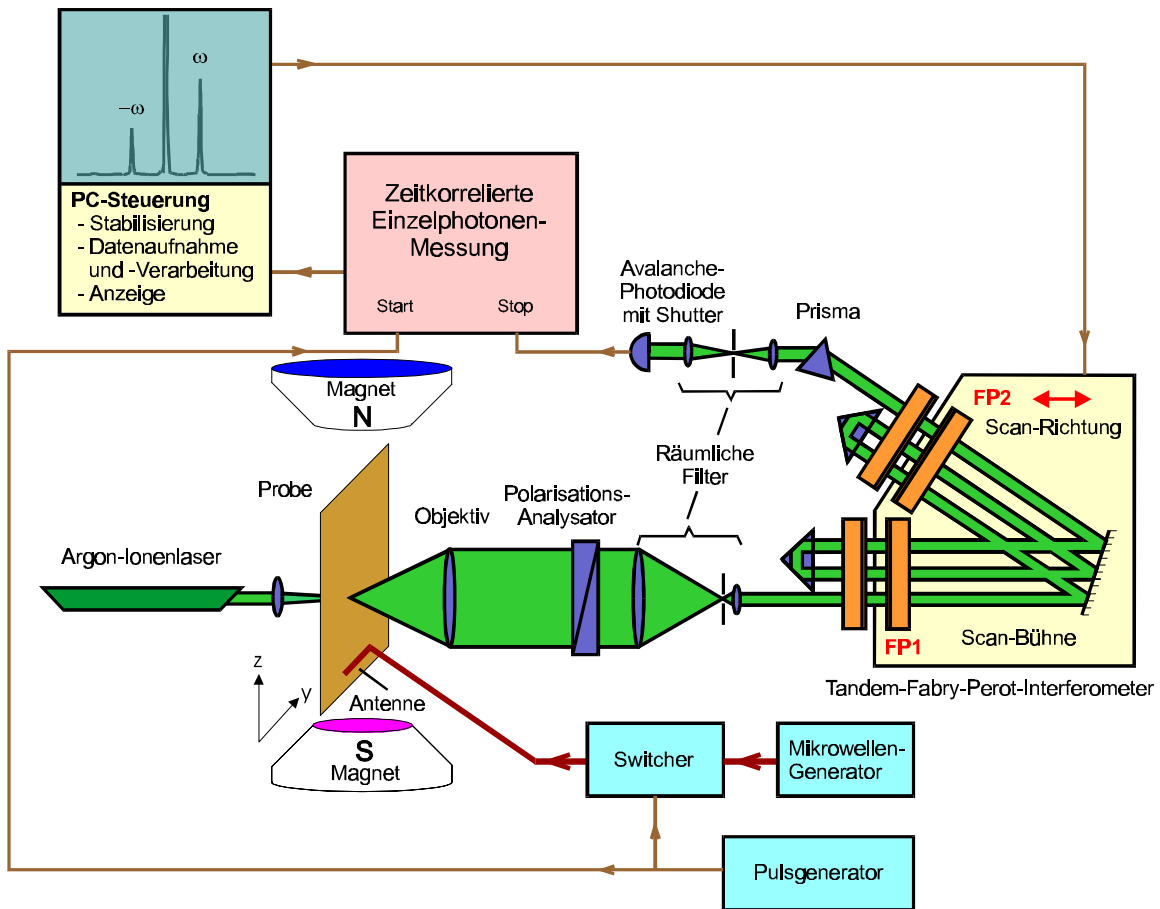
$$i \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} + V_g \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} D \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + S \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - N |\varphi|^2 \varphi = -i \omega_r \varphi \quad (20)$$

Hierbei ist die  $z$ -Richtung die Ausbreitungsrichtung. Die  $y$ -Achse liegt in der Filmebene und ist senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert.  $\omega_r$  beschreibt die Dämpfung.

Fig. 19 zeigt die gemessene Verteilung der Spinwellenintensität, die zur besseren Darstellung um die Abschwächung (exponentiell mit dem Abstand von der Antenne abnehmende Intensität) korrigiert wurde [16]. Der Selbstfokussierungseffekt ist gut zu erkennen. Im unteren Teil von Fig. 19 ist das Ergebnis einer numerischen Simulation gezeigt. Basierend auf Gl. 20 wurde die Ausbreitung der magnetostatischen Backward-Volumen-Mode numerisch simuliert. Der Selbstfokussierungseffekt wird in der Position, der Breite und der Länge des Intensitätsmaximums sehr gut wiedergegeben.

Noch interessanter wird es, wenn wir statt kontinuierlicher Mikrowellenleistung Mikrowellenpulse an die Anregungsantenne anlegen und auf diese Weise Spinwellenpulse erzeugen [17]. Liegen die Pulsbreiten im Bereich von 10...15 ns, so können sogenannte Envelope-Solitonen erzeugt werden – das Spinwellenäquivalent zu optischen Solitonen. Solitonen sind nichtlineare Anregungen in eindimensionalen Strukturen, die ohne Änderung der Pulsform durch das Medium propagieren. Die beiden berühmtesten Beispiele sind die Propagation eines Wellenberges in einem Wasserkanal und die Propagation von optischen Solitonen durch Glasfasern; letzteres wird zur Signalübertragung mit höchster Bandbreite diskutiert. Wir wollen hier jetzt den weitaus interessanteren Fall der Propagation von kurzen Spinwellenpulsen in zweidimensionalen Systemen d.h. hier in YIG-Schichten studieren. Experimentell kann dies auf recht einfache Weise durchgeführt werden:

Die Spinwellenpulse werden durch einen sog. Switcher erzeugt, der als schneller Mikrowellenschalter zwischen Mikrowellengenerator und Einkoppelantenne angeordnet ist (siehe Fig. 20). Der Switcher wird von einem Pulsgenerator angesteuert. Um nun auch mit Zeitauflösung die Propagation der erzeugten Spinwellenpulse studieren zu können, werden die Signale des Detektors der inelastisch gestreuten Photonen in einem Multichannel-Zeitanalyse-System ausgewertet. Dessen zentrales Element ist ein sehr schneller Start-Stop-Zähler, der durch einen Puls des Pulsgenerators gestartet wird und durch das Signal eines inelastisch gestreuten Photons gestoppt wird. Der Zählerinhalt gibt dann die Laufzeit der Spinwelle zwischen Antenne und Laserfokus an (die Verzögerungszeit durch elektrische Signalleitungen und durch das Spektrometer sind nahezu vernachlässigbar). Wir können so Ort für Ort das zeitliche Eintreffen der Spinwellenpulse bestimmen. In einem Computer werden diese Informationen dann



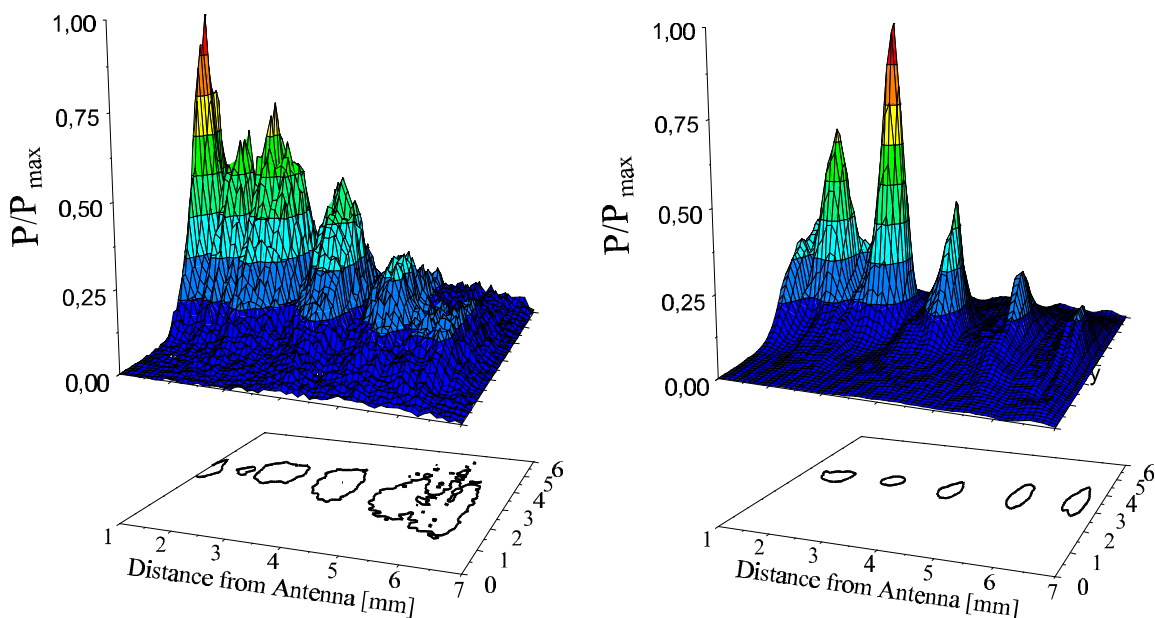
**Fig. 20:** Schematische Darstellung der Brillouin-Lichtstreuapparatur mit Zeitauflösung.

zu einer Videosequenz verarbeitet, welche zweidimensional die Spinwellenintensität zeigt, wobei jedes Bild der Sequenz einer festen Laufzeit entspricht [18].

Wir betrachten jetzt die Propagation von magnetostatischen Backward-Volumen-Spinwellenpulsen. Aus Tab. 1 ist ersichtlich, daß sowohl eine longitudinale Instabilität (entlang der Ausbreitungsrichtung) als auch eine transversale Instabilität (in der Filmebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) besteht, denn sowohl die Diffraktion wie auch die Dispersion können durch die Nichtlinearität kompensiert werden. Bei genügend hohen Präzessionsamplituden tritt also der transversale und der longitudinale Moden-Kollaps auf, analog zum Selbstfokussierungseffekt bei cw-Wellen. Die Theorie sagt nun, basierend auf der nichtlinearen Schrödinger-Gleichung, voraus, daß bei fehlender Dissipation ein Moden-Kollaps auftreten sollte, d.h. die gesamte, in der Spinwellenmode enthaltene Energie würde in einem Punkt divergieren. Derartige Prozesse sind von hohem Interesse, denn sie erlauben die Erzeugung sehr hoher Feldstärken, z. B. in der Optik.

Das Experiment an Spinwellenpulsen zeigt jedoch ein anderes Ergebnis: In Fig. 21 ist für verschiedene Verzögerungszeiten der Spinwellenpuls gezeigt. Im Fall linearer Propagation (kleine eingespeiste Mikrowellenleistungen, Fig. 21(links)) nimmt die Pulshöhe mit dem Abstand von der Antenne ab und die Pulsbreite entsprechen zu. Die Pulsbreite ist jeweils als Konturbild gezeigt, wobei als Konturlinien der Umfang bei halber Peakhöhe ausgewertet wurde.

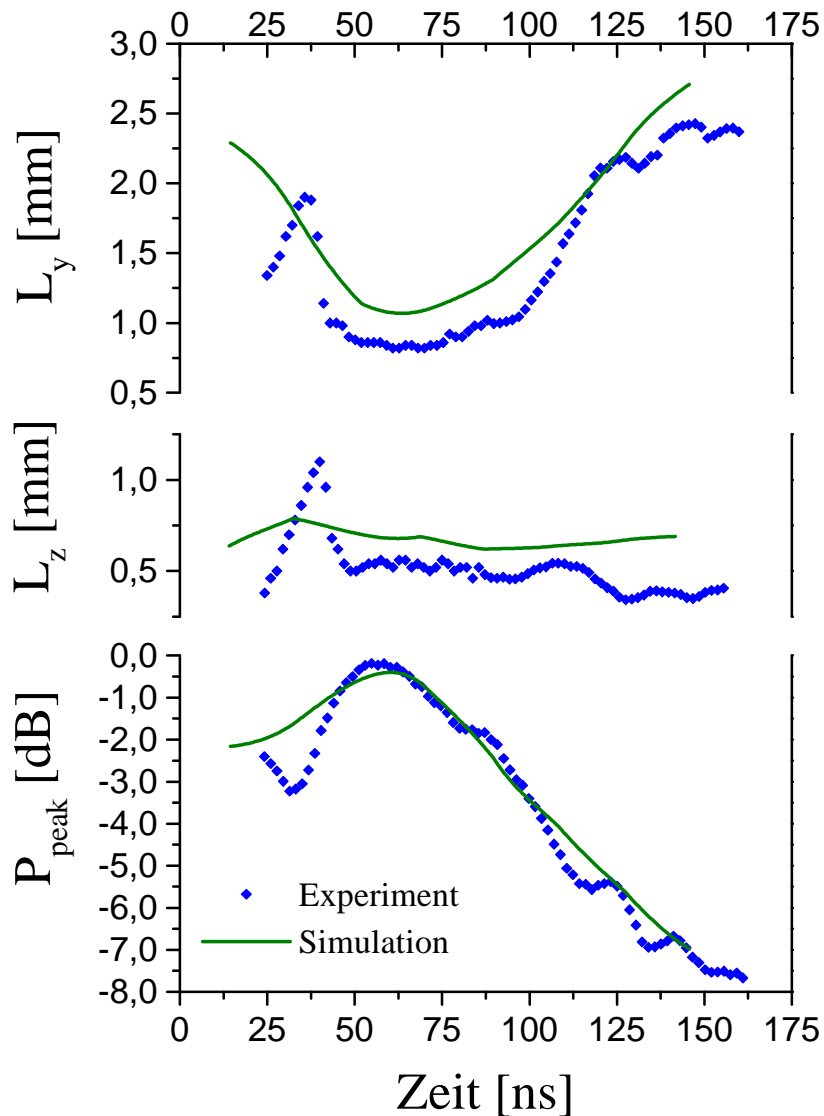
Das Verhalten ist im nichtlinearen Fall vollständig anders (Fig. 21(rechts)). Im Abstand von 2,5 mm von der Antenne führt zunächst der Selbstfokussierungseffekt zu einem sehr schmalen und hohen Puls. Die Höhe bleibt jedoch endlich, und dieser Puls propagiert ohne Änderung seiner Breite und Länge unter Abnahme der Pulshöhe aufgrund der Dissipation. Ab einer Distanz von  $\approx 5$  mm zerfällt der Puls unter Zunahme von Breite und Länge wie im linearen Fall. Was wir hier sehen, ist die erste experimentell beobachtete Evidenz für eine neue nichtlineare, propagierende Anregung, die, in Anlehnung an eine theoretische Vorhersage von Silberberg auf dem Gebiet von mehrdimensionalen nichtlinearen optischen Pulsen [19], als "Spinwellen-Bullet" bezeichnet wird. Diese Anregung tritt aufgrund des Wechselspiels



**Fig. 21:** Zweidimensionale ( $y,z$ ) Verteilung der normierten Intensitäten von propagierenden magnetostatischen Backward-Volumenwellen-Pulsen im linearen (links) und nichtlinearen (rechts) Fall gemessen bei fünf verschiedenen Verzögerungszeiten. Die Pulsdauer beträgt 29 ns und die Eingangsleistung an der Antenne ist 20 mW (links) und 700 mW (rechts). Die Umfänge der Pulse bei halber Pulshöhe sind im unteren Teil gezeichnet. Die Input-Antenne liegt am jeweils linken Teil des Filmes (nach [17]).

zwischen Modenkollaps und Sättigung dieses Effekts aufgrund der Dissipation auf. Mit zunehmendem Modenkollaps würde die Peakintensität divergieren. Dieser Prozeß wird durch die Dissipation gestoppt, bis sich ein Gleichgewicht zwischen beginnendem Kollaps und der Sättigung des Effektes durch die Dissipation einstellt.

In der Tat kann man diesen Prozeß sehr schön in den Abmessungen des Spinwellenpulses beobachten. In Fig. 22 sind die transversale Breite  $l_y$ , die longitudinale Breite  $l_z$  und die Intensität im Maximum als Funktion der Propagationszeit gezeigt. Bis zu einer Propagationszeit von etwa 40 ns wird der Puls geformt. Bei etwa 40 – 45 ns entsteht durch den Selbstfokus-



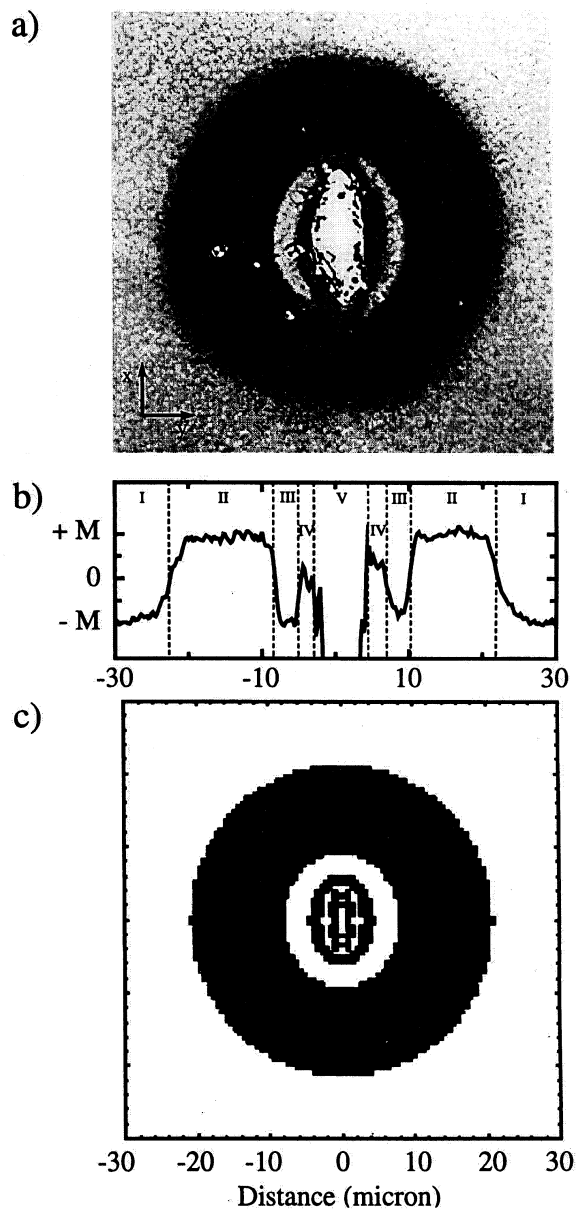
**Fig. 22:** Transversale (oben) und longitudinale (mitte) Peak-Ausdehnung eines propagierenden Spinwellen-Bullets und Maximum der Pulsintensität (unten) als Funktion der Propagationszeit. Die durchgezogenen Linien sind berechnete Kurven.

sierungseffekt das eigentliche Spinwellen-Bullet. Es propagiert bis zu etwa 100 ns ohne Änderung der longitudinalen und transversalen Breiten und zerfällt anschließend.

Weiterführende Experimente betreffen die Kollision zweier solcher Pulse.

#### 4.6 Ummagnetisierung bei ultrakurzen Feldpulsen

Nachdem wir nun Anregungen mit hohen Präzessionsamplituden diskutiert haben, ist der Weg nicht mehr weit, die dynamische Reaktion eines Systems auf einen sehr kurzen Feldpuls



**Fig. 23:** (a) Domänenstruktur, welche durch einen Feldpuls von mit einer Pulsdauer von 2 ps erzeugt wurde. (b) Linienscan entlang der  $y$ -Richtung durch das Zentrum der Domäne. (c) Berechnung der Domänenstruktur für die Probe wie in (a) basierend auf der Landau-Lifshitz-Gleichung [20].

zu studieren. Hierbei soll die Stärke des Feldpulses so groß sein, daß er einen Ummagnetisierungsprozeß initiiert. Ein sehr elegantes Experiment wurde von Siegmann und Mitarbeitern vorgeschlagen und am Linear-Accelerator-Center der Stanford-Universität durchgeführt [20].

Das Experiment war denkbar einfach: Eine senkrecht zur Schichtebene magnetisierte CoPt-Schicht wurde in einen gepulsten Elektronenstrahl eingebracht, wobei die Elektronen die sehr hohe Energie von 46,6 GeV besaßen. Die Pulslänge betrug nur 2 bis 6 ps. Die schnellen Elektronen ergeben eine Stromdichte  $j(x,y,t) = n(x,y,t) \cdot e \cdot c$ . Hierbei ist  $n(x,y,t)$  die Dichte der Elektronen als Funktion der Position im Strahl und der Zeit,  $e$  die Elementarladung und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Mit Hilfe des Ampère'schen Gesetzes kann das hieraus resultierende Magnetfeld berechnet werden; es beträgt bis zu 20 T nahe an der Oberfläche des Strahles. Bei jedem Auftreffen des Elektronenstrahles auf der magnetischen Oberfläche wird also lokal für sehr kurze Zeiten ein extrem starkes Magnetfeld erzeugt, welches die magnetische Schicht ummagnetisiert. Fig. 23 zeigt die mit einem Kerr-Mikroskop gemessene Magnetisierungsverteilung (oben, mitte). Im Zentrum ist durch den Elektronenstrahl die magnetische Schicht beschädigt. Im umgebenden Bereich bilden sich zwei ineinander liegende Ringdomänen. Die Autoren konnten zeigen, daß sich diese ummagnetisierte Struktur durch Anwendung der Landau-Lifshitz-Gleichung (Gl. 3) bildet. Der interessante Aspekt ist hier, daß die Länge des Feldpulses wesentlich kürzer als die Zeitskala der Spin-Präzession ist.

## 5. Schlußbemerkungen

Aus dem weiten Bereich der Spinwellen in geschichteten und strukturierten Systemen konnte nur ein kleiner Ausschnitt vorgestellt werden. Es sollte verdeutlicht werden, daß eine Vielzahl dynamischer Phänomene in diesen Strukturen existiert, und daß mit der Brillouin-Lichtstreuung eine sehr mächtige spektroskopische Methode zur Untersuchung zur Verfügung steht. Neben der berührungslosen Messung, welche auch z.B. leicht in ein Ultrahochvakuum zur *in-situ*-Messung eingebaut werden kann, bietet die Brillouin-Lichtstreuung die Möglichkeit zur lokalen Messung mit Monolagenempfindlichkeit.

Obwohl die Eindringtiefe des Lichtes bei typischen metallischen Materialien in der Größenordnung von 10 nm liegt, ist die Informationstiefe wesentlich größer; sie ist durch die Kohärenzlänge der Spinwellen senkrecht zum Schichtsystem gegeben, welche in der Regel größer als die Gesamtdicke des Systems ist. Obwohl also die Spinwellenanregungen nur im Bereich der Licht-Eindringtiefe "abgefragt" werden, erhält man in der Brillouin-Lichtstreuung die Information über die komplette Spinwellenanregung.

Herzlich bedanken möchte ich mich bei Jörg Jorzick, Frau M. Victorian und Frau I. Wollscheid für ihre Hilfe bei der Erstellung des Manuskripts.

**Weiterführende Literatur:**

P. Grünberg, *Light scattering from spin waves in thin films and layered magnetic structures*, in: *Light Scattering in Solids V*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989).

B. Hillebrands, *Brillouin light scattering from layered structures*, in: *Light Scattering in Solids VII*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, erscheint in 1999.

S.O. Demokritov, E. Tsymbal, *Light scattering from spin waves in thin films and layered systems*, J. Phys. C **6**, 7145 (1994).

*Ultrathin magnetic structures Vol. I and II*, J.A.C. Bland, B. Heinrich (Herausg.), Springer Verlag, Heidelberg, Berlin, London, New York, Tokio (1992).

**Literaturhinweise:**

- 1 R.L. Stamps, B. Hillebrands, *Biased switching of small magnetic particles in two-dimensional arrays*, in Vorbereitung.
- 2 M.G. Cottam, D.L. Lockwood, *Light scattering in magnetic solids*, J. Wiley&Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Signapore (1986).
- 3 P. Grünberg, *Light scattering from spin waves in thin films and layered magnetic structures*, in: *Light Scattering in Solids V*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1989).
- 4 B. Hillebrands, Phys. Rev. B. **41**, 530 (1990).
- 5 G.T. Rado, J.R. Weertman, J. Phys. Chem. Solids **11**, 315 (1959).
- 6 R.L. Stamps, B. Hillebrands, Phys. Rev. B **44**, 12417 (1991).
- 7 C. Kittel, Phys. Rev. **110**, 1295 (1958).
- 8 P. Grünberg, C.M. Mayr, W. Vach, M. Grimsditch, J. Magn. Mater. **28**, 319 (1982).
- 9 J.R. Sandercock, *Trends in Brillouin scattering: Studies of opaque materials, supported films, and central modes*, in: *Light Scattering in Solids III*, M. Cardona, G. Güntherodt (Herausg.), Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1982).
- 10 B. Hillebrands, *Progress in multipass tandem Fabry-Perot interferometry: A fully automated, easy to use, self-aligning spectrometer with increased stability and flexibility*, Rev. Sci. Instr., im Druck (Februar 1999).
- 11 J. Fassbender, C. Mathieu, B. Hillebrands, G. Güntherodt, R. Jungblut, M.T. Johnson, J. Appl. Phys. **76**, 6100 (1994); J. Fassbender, G. Güntherodt, C. Mathieu, B. Hillebrands, R. Jungblut, J. Kohlhepp, M.T. Johnson, D.J. Roberts and G.A. Gehring, Phys. Rev. B. **57**, 5870 (1998).

- 12 F. Hoffmann, A. Stankoff, H. Pascard, J. Appl. Phys. **41**, 1022 (1970); F. Hoffmann, Phys. Stat. Sol. **41**, 807 (1970).
- 13 B. Hillebrands, A. Boufelfel, C.M. Falco, P. Baumgart, G. Güntherodt, E. Zirngiebl, J.D. Thompson, J. Appl. Phys. **63**, 3880 (1988); B. Hillebrands, P. Baumgart, G. Güntherodt, Appl. Phys. A **49**, 589 (1989).
- 14 B. Hillebrands, J.V. Harzer, G. Güntherodt, C.D. England, C.M. Falco, Phys. Rev. B. **42**, 6839 (1990).
- 15 C. Mathieu, J. Jorzick, A. Frank, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, A.N. Slavin, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril. Phys. Rev. Lett. **81**, 3968 (1998).
- 16 M. Bauer, C. Mathieu, S.O. Demokritov, P. A. Kolodin, S. Sure, H. Dötsch, A. N. Slavin, B. Hillebrands, Phys. Rev. B **56**, R8483 (1997).
- 17 M. Bauer, O. Büttner, S.O. Demokritov, B. Hillebrands, Y. Grimalsky, Yu Rapoport, A.N. Slavin, Phys. Rev. Lett. **81**, 3769 (1998).
- 18 Diese Videosequenzen im AVI-Format können von der Homepage [www.physik.uni-kl.de/w\\_hilleb](http://www.physik.uni-kl.de/w_hilleb) abgerufen werden.
- 19 Y. Silberberg, Opt. Lett. **15**, 1282 (1990).
- 20 C.H. Back, D. Weller, J. Heidmann, D. Mauri, D. Guarisco, E.L. Garwin, H.C. Siegmann, Phys. Rev. Lett. **81**, 3251 (1998).