

## KAJIAN TEORETIS RAGAM POLARITON MAGNETIK DALAM BAHAN LOGAM ANTIFEROMAGNET

Vincensius Gunawan S. K.<sup>1</sup> dan Kamsul Abraha<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Jurusan Fisika, FMIPA, Universitas Diponegoro  
Kampus Tembalang, Semarang

<sup>2</sup>Jurusan Fisika, FMIPA, Universitas Gadjah Mada  
Jl. Sekip Utara, Yogyakarta

### ABSTRAK

**KAJIAN TEORETIS RAGAM POLARITON MAGNETIK DALAM BAHAN LOGAM ANTIFEROMAGNET.** Telah dilakukan penelitian untuk menurunkan relasi dispersi polariton magnetik dalam bahan logam antiferromagnet dengan geometri semi tak-hingga. Bahan dibuat beralur (berlapis) dengan bahan isolator nonmagnet agar efek penyekatan berkurang sehingga ragam polariton dapat dibangkitkan. Diperoleh hasil relasi dispersi ragam polariton permukaan yang bersifat berbalik,  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$  (tanpa keberadaan medan magnet luar. Bila medan magnet luar diterapkan, ragam polariton permukaan menunjukkan sifat tak-berbalik,  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$ ). Daya hantar bahan magnet menyebabkan timbulnya redaman dalam *ragam polariton*. Redaman cenderung semakin besar seiring dengan diterapkannya medan luar.

**Kata kunci :** Ragam polariton, bahan logam antiferomagnnet

### ABSTRACT

**THEOROTICAL STUDY OF MAGNETIC POLARITON MODES IN METALLIC ANTIFERROMAGNETIC MATERIALS.** The purpose of this research is to derive the dispersion relation for magnetic polaritons in metallic antiferromagnetic materials. Semi-infinite geometry is used. By fabricating grooved structure, the screening effect is significantly reduced so that the polaritons can be excited. Without external magnetic field, the dispersion relations of surface polariton modes are reciprocal,  $\omega(k_x) = \omega(-k_x)$ . If an external magnetic field is then introduced to the system, the dispersion relations will be nonreciprocal with  $\omega(k_x) \neq \omega(-k_x)$ . The conductivity of metallic antiferromagnetic materials leads to the existence of damping in the polariton modes. The damping become larger when applied magnetic field is introduced.

**Key word :** Polariton modes, metallic antiferromagnetic materilas

### PENDAHULUAN

Polariton magnetik merupakan suatu keadaan kopling yang terjadi antara gelombang elektromagnet dengan *magnon*. Karena gelombang *spin* yang menyusun *magnon* mengandung parameter-parameter fisis bahan magnet (medan anisotrop, medan tukar dan magnetisasi kisi) sehingga analisis ragam polariton magnetik merupakan piranti yang penting dalam mengkarakterisasi sifat magnetik bahan.

Analisis terhadap polariton magnetik bahan antiferromagnet menarik, karena bahan ini dapat memiliki eksitasi *spin* dengan panjang gelombang yang berada dalam daerah infra-merah sehingga penerapannya akan sangat berguna dalam pemrosesan sinyal pada frekuensi yang sangat tinggi (dalam kisaran beberapa ratus GHz hingga beberapa THz).

Telaah teoretis maupun eksperimen yang telah dilakukan [1-6] dan sebagian besar hasilnya terangkum dalam artikel tinjauan yang disajikan dalam makalah sebelumnya[7], ditujukan untuk menganalisis ragam

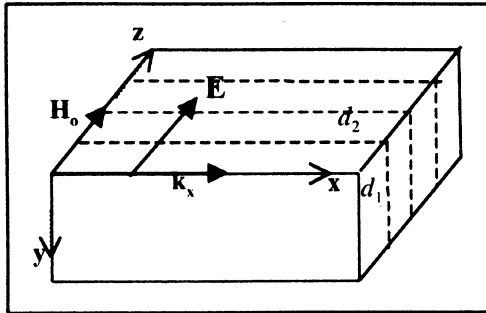
polariton magnetik dalam bahan antiferromagnet tak hantar (*insulating antiferromagnetic*), sementara kajian terhadap ragam polariton magnetik dalam bahan logam antiferromagnet yang secara eksplisit melibatkan konduktivitas bahan belum dilakukan.

Pada bahan logam antiferromagnet, gelombang elektromagnet yang diarahkan ke bahan akan menginduksi gerak elektron bebas sehingga menghalangi interior bahan untuk berinteraksi dengan gelombang tersebut. Efek penyekatan ini akan menyebabkan polariton magnet sulit dibangkitkan. Efek penyekatan tersebut dapat dikurangi dengan merekayasa struktur makroskopik bahan [8]. Struktur bahan logam antiferromagnet dibuat berlapis dengan bahan non-hantar (*striped structure*) dengan batas medium tegak lurus terhadap medan listrik (lihat Gb.1) sehingga gerak elektron bebas akan terbatas dan efek penyekatan berkurang secara signifikan.

Pada makalah ini dikaji secara teoretis ragam polariton magnetik bahan logam antiferomagnet dengan menurunkan relasi dispersinya secara numerik. Perhitungan dilakukan menggunakan pendekatan teori medium efektif (*effective medium theory*) terhadap struktur berlapis dengan memilih Cr (*Chromium*) sebagai sampel bahan logam antiferomagnetik. Dengan pendekatan tersebut, bahan berlapis dapat digantikan oleh suatu medium efektif tensor dielektrik dan tensor permeabilitas yang tergantung oleh fraksi bahan logam antiferomagnet [9].

## TEORI

Geometri yang digunakan dilukiskan dalam Gambar 1. Medan listrik sejajar dengan permukaan bahan dan tegak lurus terhadap alur, searah dengan sumbu z. Medan magnet luar  $H_0$  juga dalam arah sumbu z. Lebar alur bahan logam antiferomagnet adalah  $d_1$  dan lebar alur bahan nonmagnet adalah  $d_2$ .



Tensor dielektrik untuk bahan logam antiferomagnet dipilih dalam bentuk

$$\epsilon_m = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix} \quad (1)$$

dengan  $\epsilon_1 = \epsilon_0 + i(\sigma/\omega)$ . Parameter  $\sigma$  dan  $\omega$  menyatakan konduktivitas bahan dan frekuensi gelombang. Tensor dielektrik untuk bahan nonmagnet berbentuk

$$\epsilon_{nm} = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix} \quad (2)$$

Menggunakan argumentasi kontinuitas medan gelombang elektromagnetik, dapat diperoleh tensor dielektrik untuk medium efektif dalam bentuk [9]

$$\epsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{f_1}{\epsilon_1} + \frac{f_2}{\epsilon_2}\right)^{-1} \end{pmatrix}$$

dengan  $f_1 = d_1/(d_1 + d_2)$  menyatakan fraksi daerah logam antiferomagnet, sementara  $f_2 = d_2/(d_1 + d_2)$  menyatakan fraksi daerah nonmagnet.

Tensor permeabilitas magnet untuk bahan logam antiferomagnet dinyatakan dalam bentuk

$$\mu_m = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix} \quad (4)$$

dengan

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} = \mu_0 \left[ 1 + \mu_0^2 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ + Y^-) \right] \quad (5)$$

$$\mu_{xy} = -\mu_{yx} = i\mu_0^3 \gamma^2 H_A M_s (Y^+ - Y^-) \quad (6)$$

dan

$$Y^\pm = \left[ \omega_r^2 - (\omega \pm \mu_0 \gamma H_0)^2 \right]^{-1} \quad (7)$$

$H_A$  menyatakan medan anisotrop,  $M_s$  menyatakan magnetisasi subkisi dan  $\gamma$  menyatakan rasio gyromagnet.  $\omega_r = \gamma (2H_A H_E + H_A^2)^{1/2}$  menyatakan frekuensi resonansi dengan medan tukar  $H_E$ . Tensor permeabilitas bahan nonmagnet dipilih berbentuk

$$\mu_{nm} = \begin{pmatrix} \mu_0 & 0 & 0 \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

Tensor permeabilitas untuk medium efektif selanjutnya dapat diturunkan dengan cara yang sama seperti dalam penurunan tensor dielektrik medium efektif, diperoleh

$$\epsilon_{eff} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 f_1 + \epsilon_2 f_2 & 0 \\ 0 & 0 & \left(\frac{f_1}{\epsilon_1} + \frac{f_2}{\epsilon_2}\right)^{-1} \end{pmatrix} \quad (9)$$

Bila digunakan konfigurasi di atas, persamaan gelombang medium efektif akan berbentuk

$$\nabla^2 \mathbf{H} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{H}) - \varepsilon_{zz} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0 \quad (10)$$

Relasi dispersi untuk *polariton bulk* dapat diturunkan dengan mengambil medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  yang berbentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z A \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (11)$$

$$\mathbf{B} = \frac{A}{\omega} (\hat{\mathbf{a}}_x k_y - \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (12)$$

$$\mathbf{H} = \frac{A}{i\omega(\mu_1^2 - \mu_2^2)} \times [\hat{\mathbf{a}}_x (i\mu_1 k_y - \mu_2^2 k_x) - \hat{\mathbf{a}}_y (i\mu_1 k_x + \mu_2^2 k_y)] \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (13)$$

dengan  $\hat{\mathbf{a}}_x$ ,  $\hat{\mathbf{a}}_y$  dan  $\hat{\mathbf{a}}_z$  menyatakan vektor satuan dalam arah sumbu  $x$ ,  $y$  dan  $z$ , serta  $A$  menyatakan amplitudo gelombang.

Bila bentuk-bentuk medan di atas disubstitusikan ke dalam persamaan gelombang persamaan (10), diperoleh relasi dispersi untuk *polariton bulk* dalam bentuk

$$k_x^2 + k_y^2 = \varepsilon_{zz} \mu_v \omega^2 \quad (14)$$

dengan  $\mu_v = (\mu_1^2 - \mu_2^2) / \mu_1$  dikenal sebagai permeabilitas *Voigt*.

Relasi dispersi untuk *polariton permukaan* dapat diperoleh dengan mengambil medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  dalam bentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z C_m e^{-\alpha y} \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (15)$$

$$\mathbf{B} = \frac{C_m}{\omega} e^{-\alpha y} (\hat{\mathbf{a}}_x i\alpha - \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (16)$$

$$\mathbf{H} = \frac{C_m}{\omega(\mu_1^2 - \mu_2^2)} e^{-\alpha y} \times [\hat{\mathbf{a}}_x (\mu_1 \alpha + \mu_2 k_x) - \hat{\mathbf{a}}_y (\mu_1 k_x + \mu_2 \alpha)] \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (17)$$

di daerah medium efektif  $y > 0$  dengan tetapan *atenuasi* ruang yang berbentuk

$$\alpha = \left( k_x^2 - \varepsilon_{zz} \mu_v \omega^2 \right)^{1/2} \quad (18)$$

Sementara, di daerah vakum  $y < 0$  medan  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  dan  $\mathbf{H}$  berbentuk

$$\mathbf{E} = \hat{\mathbf{a}}_z C_o e^{\alpha_0 y} \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (19)$$

$$\mathbf{B} = -\frac{C_o}{\omega} e^{\alpha_0 y} (\hat{\mathbf{a}}_x i\alpha_0 + \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (20)$$

$$\mathbf{H} = -\frac{C_o}{\mu_0 \omega} e^{\alpha_0 y} (\hat{\mathbf{a}}_x i\alpha_0 + \hat{\mathbf{a}}_y k_x) \exp[i(k_x x - \omega t)] \quad (21)$$

dengan  $C_m$  dan  $C_o$  menyatakan amplitudo gelombang.

Syarat batas di permukaan  $y=0$  yang mensyaratkan kontinuitas komponen tangensial medan  $\mathbf{H}$  dan komponen normal medan  $\mathbf{B}$  bila diterapkan pada kedua kelompok persamaan medan di atas, akan diperoleh relasi dispersi untuk *polariton permukaan* dalam bentuk

$$\alpha + \frac{\mu_y}{\mu_0} \alpha_0 + \frac{\mu_2}{\mu_1} k_x = 0 \quad (22)$$

## HASIL DAN PEMBAHASAN

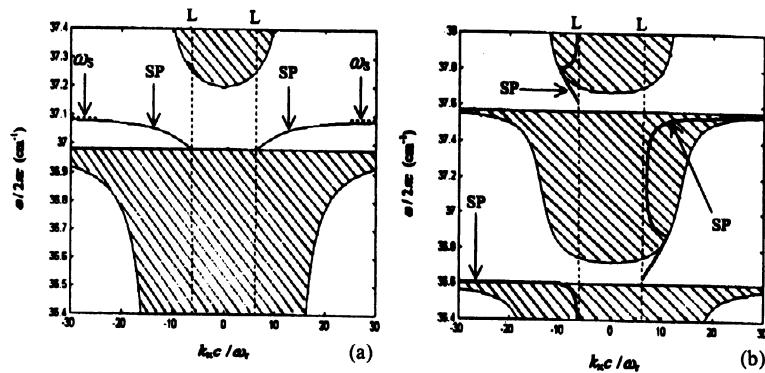
Pada makalah ini ditampilkan hasil penyelesaian numerik relasi dispersi bahan beralur dengan memilih Cr sebagai sampel bahan logam antiferomagnet. Untuk bahan logam antiferomagnet,  $H_E = 43,4$  T,  $H_A = 14,9$  T,  $M_s = 0,06$  T dan konduktivitas  $s = 0,78 \cdot 10^7$  W<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup>.

Konduktivitas bahan logam antiferomagnet yang muncul dalam suku *imaginer* pada permitivitas mengakibatkan nilai tetapan *atenuasi* ruang bersifat kompleks. Hal ini selanjutnya akan menyebabkan relasi dispersi persamaan (22) tidak lagi memiliki penyelesaian vektor gelombang yang bersifat real murni. Relasi dispersi persamaan (22) dapat dipenuhi untuk nilai frekuensi *real* dengan nilai vektor gelombang kompleks. Dengan nilai tetapan *atenuasi*  $a$  dan vektor gelombang  $k_x$  yang kompleks, akan menimbulkan keberadaan redaman pada *polariton permukaan* yang merepresentasikan gelombang teredam yang memiliki panjang lintasan tertentu (*finite path length*).

Hasil penyelesaian numerik relasi dispersi ditampilkan pada Gambar (2). Terlebih dahulu ditinjau penyelesaian untuk kasus tanpa medan magnet luar ( $H_0 = 0$ ) yang tersaji pada Gambar (2a). Tampak dua daerah frekuensi yang mewakili eksitasi *bulk*. Diantara kedua pita *bulk*, dapat terlihat ragam *polariton permukaan* yang bersifat berbalik (*reciprocal*). Kurva *polariton permukaan* dimulai pada titik perpotongan antara batas atas pita *polariton bulk* bawah dan garis cahaya vakum (*vacuum light line*), dan pada daerah nilai kurva mendekati daerah frekuensi magnetostatik dengan yang bernilai di sekitar 37,09 cm<sup>-1</sup>.

Bentuk kurva relasi dispersi yang jauh berbeda diperoleh bila medan magnet luar  $H_0 = 0,5$  T diterapkan (lihat pada Gambar (2b)). Diperoleh tiga pita *polariton bulk*. Tampak bahwa *polariton permukaan* bersifat tak-berbalik (*nonreciprocal*), dengan satu cabang pada daerah dan dua cabang pada daerah. Pada daerah magnetostatik dengan frekuensi *polariton permukaan* mendekati nilai dengan nilai di sekitar 37,56 cm<sup>-1</sup> untuk cabang *polariton permukaan* dengan dan dengan nilai di sekitar 36,61 cm<sup>-1</sup> untuk cabang bagian bawah *polariton permukaan* dengan.

Pada ketiga cabang *polariton* tersebut tampak adanya bagian kurva yang masuk ke dalam pita *polariton bulk*. Hal ini disebabkan karena bagian *imaginer* vektor



Gambar 2. Relasi dispersi medium efektif semi-taktingga. (a) Tanpa medan magnet luar. (b) Medan magnet luar  $H_0=0,5$  T. Notasi L menyatakan garis cahaya.

gelombang  $k_x$  yang bernilai lebih besar dibandingkan bagian *realnya*, sehingga lintasan polariton permukaannya sangat pendek. Bila dibandingkan dengan hasil penelitian yang menggunakan bahan antiferromagnet non-logam [1-6], maka dapat disimpulkan bahwa ragam tercampur ini disebabkan sumbangan konduktivitas bahan ke dalam sistem.

### KESIMPULAN

Merujuk pada penelitian yang dilakukan, penerapan medium efektif terbukti mampu mengurangi efek penyekatan secara signifikan sehingga polariton permukaan bahan logam antiferromagnet dapat dibangkitkan. Relasi dispersi yang diperoleh menunjukkan sifat berbalik dengan untuk keadaan tanpa medan magnet luar, sementara sifat tak berbalik dengan muncul bila medan magnet luar diterapkan. Konduktivitas bahan menyebabkan munculnya efek redaman terhadap ragam polariton yang dibangkitkan.

### DAFTAR PUSTAKA

- [1]. REMER, L., LUTHI, B., SAUER, H., GEICK, R., and CAMLEY, R.E., Nonreciprocal Optical Reflection of the Uniaxial Antiferromagnet  $MnF_2$ , *Phys. Rev. Lett* **56** (25), (1986) 2752-2754
- [2]. BROWN, D.E., DUMELOW, T., PARKER, T.J., ABRAHA, K. and TILLEY, D.R., Nonreciprocal Reflection by Magnons in  $FeF_2$ : A High-Resolution Study, *Phys. Rev.* **B 49** (17), (1994) 12266-12269.
- [3]. ABRAHA, K., BROWN, D.E., DUMELOW, T., PARKER, T.J. and TILLEY, D.R., Oblique Incidence Far-Infrared Reflectivity Study of the Uniaxial Antiferromagnet  $FeF_2$ . *Phys. Rev.* **B 50** (10), (1994) 6808-6816.
- [4]. JENSEN, M.R.F., PARKER, T.J., ABRAHA, K. and TILLEY, D.R., Experimental Observation of Magnetic Surface Polaritons in  $FeF_2$  by Attenuated

- Total Reflection. *Phys. Rev. Lett.* **75** (20), (1995) 3756-3759
- [5]. JENSEN, M.R.F., FEIVEN, S.A., PARKER, T.J. and CAMLEY, R.E., Experimental Determination of Magnetic Polariton Dispersion Curve in  $FeF_2$ . *Phys. Rev.* **B 55** (5), (1996) 2745-2748
- [6]. JENSEN, M.R.F., FEIVEN, S.A., PARKER, T.J. and CAMLEY, R.E., Experimental Observation and Interpretation of Magnetic Polariton Modes in  $FeF_2$ . *J. Phys. Condens. Matter* **9**, (1997) 7223-7247
- [7]. ABRAHA, K. and TILLEY, D.R., Theory of Far Infrared Properties of Magnetic Surfaces, Films and Superlattices, *Surf. Sci. Rep.* **24**, (5/6) (1996)
- [8]. CAMLEY, R.E., PARKER, T.J. and SMITH, S.R.P., Reflection of Electromagnetic Radiation from Structured Metallic Magnets, *Phys. Rev.* **B 53** (9), (1996) 5481-5487
- [9]. RAJ, N. and TILLEY, D.R., *The Electrodynamics of Superlattices. The Dielectric Function of Condensed Systems.*, Edited by KELDISH, L.V., KIRZHNITZ, D.A. and MARADUDIN, A.A., Elsevier Science Publisher B.V., (1989) 459-507