

- [10] Адейшвили Д. И., Блажевич С. В., Болдышев В. Ф. и др. // ДАН СССР. 1988. Т. 298. № 4. С. 844—846.
 [11] Авакян Р. О., Аветисян А. Э., Адищев Ю. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 6. С. 313—316.
 [12] Diambri-Palazzi R. // Rev. Mod. Phys. 1968. Vol. 40. N 3. P. 611—631.
 [13] Watson J. E., Koehler J. // Phys. Rev. B. 1982. Vol. 25. N 5. P. 3079—3090.

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поступило в Редакцию
6 июня 1988 г.
В окончательной редакции
26 декабря 1989 г.

01; 05

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

АНАЛИЗ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНОМ СЛОЕ С УЧЕТОМ ЗАПАЗДЫВАНИЯ

Я. Д. Головки, И. В. Зависляк, Т. В. Нужный

Введение

В последнее время повысился интерес к изучению магнитостатических волн (МСВ) с учетом эффектов запаздывания. Однако наряду с большим количеством работ, в которых рассматривались дисперсионные свойства волн [1-7], относительно мало внимания уделялось точному анализу энергетических характеристик МСВ. Между тем такой анализ необходим, поскольку использование магнитостатического приближения (МП) для этих целей [8, 9] привело к некоторым результатам, не получившим приемлемой физической интерпретации. В [8] показано, что все противоречия исчезают, если учитывать эффекты запаздывания, и сделан вывод о принципиальной неприменимости МП для исследования потоков энергии МСВ.

В настоящей работе для всех основных типов МСВ в свободном ферромагнитном слое вычисляются согласно определению [10] и анализируются компоненты вектора Умова—Пойнтинга

$$\mathbf{P} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [\mathbf{e} \times \mathbf{h}^*], \quad (1)$$

где \mathbf{e} и \mathbf{h} — динамические составляющие электрического и магнитного полей, c — скорость света.

1. Прямые объемные МСВ (ПОМСВ)

Рассмотрим изотропный ферромагнитный слой, намагниченный до насыщения полем H_0 вдоль нормали к его поверхности. Координатная ось OZ параллельна H_0 , оси OX и OY лежат в плоскости слоя. Решая полную систему уравнений Максвелла с электродинамическими граничными условиями, можно получить независимые дисперсионные соотношения для четных и нечетных собственных электромагнитных волн (ЭМВ) слоя (четность будем определять по компоненте h_y) в виде

$$D_1(x_1) D_2(x_2) D_3(x_2) - D_1(x_2) D_2(x_1) D_3(x_1) = 0, \quad (2)$$

где для четных волн

$$D_1(x_m) = \sigma x_m \operatorname{sh} \frac{x_m S}{2} + (k^2 - k_0^2 \epsilon) \operatorname{ch} \frac{x_m S}{2},$$

$$D_2(x_m) = x_m \operatorname{sh} \frac{x_m S}{2} + \epsilon \sigma \operatorname{ch} \frac{x_m S}{2}, \quad (3)$$

для нечетных волн $D_1(x_m)$, $D_2(x_m)$ имеют такой же вид, но с учетом замены $\operatorname{sh} \leftrightarrow \operatorname{ch}$

$$D_3(x_m) = x_m^2 - \mu (k^2 - k_0^2 \epsilon), \quad m = 1, 2; \quad x_{1,2} = \sqrt{b_1^2 \pm \sqrt{b_1^2 - b_2}}, \quad (4)$$

$$2b_1 = k^2 (1 + \mu) - 2k_0^2 \epsilon \mu, \quad b_2 = (k^2 - k_0^2 \epsilon) (\mu k^2 + (\mu_2^2 - \mu^2) k_0^2 \epsilon),$$

$$\mu = \frac{\omega^2 - \omega_H^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \mu_2 = \frac{\omega \omega_M}{\omega^2 - \omega_H^2}, \quad \omega_1^2 = \omega_H (\omega_H + \omega_M), \quad \omega_M = \gamma 4\pi M,$$

$\omega_H = \gamma_p(H_0 + H_p)$, $\omega = \sqrt{k^2 - k_0^2}$, $k_0 = \omega/c$, ϵ — диэлектрическая проницаемость ферромагнитного слоя (скаляр), $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ — модуль волнового вектора \mathbf{k} , ω — частота, S — толщина слоя, M — намагниченность насыщения ферромагнетика, γ — гиромагнитное отношение, H_p — поле размагничивания. Для нормально намагниченного слоя $H_p = -4\pi M$.

В полном спектре собственных волн (2)–(4) есть моды, являющиеся аналогами ПОМСВ, полученных в МП [11].

Используя связь между компонентами \mathbf{e} и \mathbf{h} , можно получить формулу для вектора Умова—Пойнтинга внутри и вне ферромагнитного слоя, положив, не нарушая общности, $k_x = 0$,

$$\mathbf{P} = j \frac{k}{k_0} \left(|e_x|^2 + \frac{1}{\epsilon_p} |h_x|^2 \right), \quad (5)$$

где $\epsilon_p = \epsilon$ в ферромагнетике, $\epsilon_p = 1$ в воздухе, j — орг в направлении оси OY .

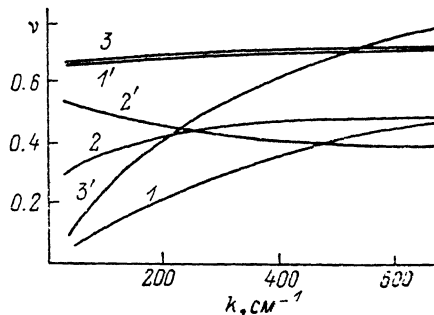
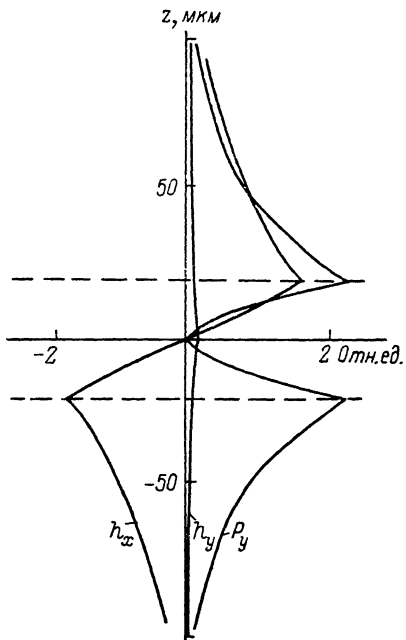


Рис. 2. Зависимость коэффициента заполнения ν от волнового числа.

1, 1' — ПОМСВ; 2, 2' — ПМСВ; 3, 3' — ООМСВ; 1', 2', 3' — расчет согласно (6).

Рис. 1. Распределение h_x , h_y , P_y ПОМСВ по оси, перпендикулярной плоскости ферромагнитного слоя.

Везде $S = 40$ мкм, параметры ферромагнетика соответствуют железо-иттриевому гранату.

Выражение, аналогичное (5), было получено в [9] для структуры диэлектрик—феррит—металл.

Формула (5) наглядно иллюстрирует, что вектор \mathbf{P} внутри и вне ферромагнитного слоя совпадает по направлению с волновым вектором ПОМСВ. Как известно [9], использование выражения

$$\mathbf{P} = -\frac{1}{8\pi} \operatorname{Re} \left(\psi^* \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial t} \right), \quad \mathbf{b} = \hat{\mu} \mathbf{h}, \quad (6)$$

полученного в МП (ψ — магнитоэлектрический потенциал), приводит вне слоя к прямо противоположному результату, не имеющему физического объяснения.

На рис. 1 показано распределение по оси OZ амплитуд наибольших компонент электромагнитного поля и составляющей P_y для основной моды ПОМСВ ($\omega/2\pi = 2.7$ ГГц, $k = 174$ см $^{-1}$). Эта мода содержится в спектре четных по h_y ЭМВ (2), (3). Расчет показывает, что характер распределения не меняется и для других точек дисперсионной ветви.

Принтегрировав P_y по координате z , можно найти полный поток энергии P_0 , а также парциальные потоки в ферромагнитном слое P_ϕ и вне слоя P_π . Это позволяет исследовать заполнение ферромагнитного слоя энергией волны. Зависимость коэффициента заполнения, равного отношению P_ϕ к P_0 , от волнового числа k , рассчитанная для нижней моды ПОМСВ, приведена на рис. 2. Для сравнения показана аналогичная зависимость, полученная согласно (6). Как видим, использование этой формулы не дает правильной картины распределения энергии в волноведущей системе.

Этот тип волн распространяется в касательно намагниченном слое. Остановимся на ситуации, когда волна распространяется перпендикулярно H_0 . Координатные оси OY, OZ расположены в плоскости слоя, OX перпендикулярна поверхности слоя; $H_0 \parallel OZ$, $k \parallel OY$. Дисперсия собственных ЭМВ описывается в этом случае соотношением

$$(\mu_a k^2 - \mu^2 \beta^2 - \sigma^2 (\mu^2 - \mu_a^2)^2) \text{sh } \beta S - 2 \times \\ \times (\mu^2 - \mu_a^2) \mu \beta \sigma \text{ch } \beta S = 0, \quad (7)$$

где $\beta = \sqrt{k^2 - k_0^2 \epsilon \mu_{\perp}}$, $\mu_{\perp} = \mu - (\mu_a^2 / \mu)$. В выражениях для μ и μ_a необходимо учитывать, что в касательно намагниченном ферромагнитном слое $H_p = 0$.

Среди ЭМВ, описываемых (7), есть аналоги известных ПМСВ [12].

Для вектора Умова—Пойнтинга внутри слоя можно получить выражение

$$P = \frac{1}{k_0 (\mu^2 - \mu_a^2)} \left(\mu k |e_x|^2 + \mu_a \frac{\partial e_x^*}{\partial x} e_x \right) j, \quad (8)$$

а вне слоя

$$P = \frac{k}{k_0} |e_x|^2 j. \quad (9)$$

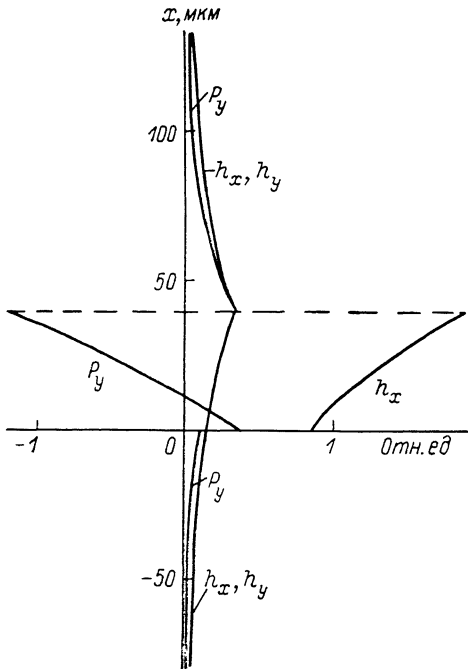


Рис. 3. Распределение h_x, h_y, P_x, P_y ПМСВ по оси, перпендикулярной плоскости ферромагнитного слоя.

Как следует из (9), и в режиме ПМСВ в отличие от результатов работы [9] вне слоя направления плотности потока энергии и волнового вектора совпадают. Расчет по формуле (8) показывает, что внутри слоя P и k могут иметь противоположные знаки. На рис. 3 показано, как распределены амплитуды компонент h и P ПМСВ по оси OX (для $\omega/2\pi = 3.7$ ГГц, $k = 208 \text{ см}^{-1}$). Характер распределения аналогичен и для других точек медленной ветви дисперсии (7).

В работе [3] исследовались с учетом запаздывания парциальные потоки энергии ПМСВ в разных компонентах структуры металл—диэлектрик—феррит—диэлектрик—металл. Это позволило объяснить особенности дисперсии ПМСВ в слоистой структуре. Приведенные на рис. 2 зависимости $\nu(k)$ для ПМСВ также свидетельствуют о необходимости учета запаздывания при анализе парциальных потоков энергии.

3. Обратные объемные МСВ (ООМСВ)

Дисперсионные [соотношения] для [волн] [разной] [четности], распространяющихся с $k \parallel H_0 \parallel OZ$ в касательно намагниченном ферромагнитном слое, имеют вид, аналогичный (2). Для четных по h_y волн

$$D_1(x_m) = \sigma \text{ch } \frac{x_m S}{2} + x_m \text{sh } \frac{x_m S}{2},$$

$$D_2(x_m) = \sigma \epsilon \text{ch } \frac{x_m S}{2} + x_m \text{sh } \frac{x_m S}{2}, \quad (10)$$

где $x_1, x_2 = k_0 \sqrt{(\epsilon/2\mu) (C_1 \pm \sqrt{C_1^2 - \mu C_2})}$, $C_1 = n^2 (1 + \mu) - (\mu^2 + \mu - \mu_a^2)$, $C_2 = 4 (n^4 - 2n^2 \mu + \mu^2 - \mu_a^2)$, $n^2 = k^2 / (k_0^2 \epsilon)$.

Для нечетных волн $D_1(x_m), D_2(x_m)$ получаются из (10) путем замены (4). Для волн обоих типов четности

$$D_3(x_m) = k_0^2 \epsilon (\mu_a^2 - \mu^2) - \mu (x_m^2 - k^2). \quad (11)$$

В полном спектре ЭМВ, описываемом (2), (10), (11), (4), есть ветви, соответствующие традиционным ООМСВ, полученным в МП [12].

На рис. 4 показано распределение амплитуд h_x и h_y по оси OX (для точки $\omega/2\pi = 2.2$ ГГц, $k = 508 \text{ см}^{-1}$ основной моды ООМСВ, содержащейся среди четных по h_y ЭМВ). Амплитуды ос-

тальных компонент e и h на несколько порядков меньше приведенных на рисунке. Это свойство сохраняется для всех точек, принадлежащих дисперсионной кривой ООМСВ.

Расчет по формуле (1) показывает, что вектор Умова—Пойнтинга ООМСВ имеет две компоненты P_y и P_x . На рис. 5 показано распределение по оси Ox угла $\theta = \arctg(P_y/P_x)$ между P и k для разных точек дисперсионной кривой основной моды ООМСВ. Из рисунка видно, что парциальные потоки энергии имеют одну компоненту, причем внутри ферромагнитного слоя $\int_0^s \theta(x) dx = \pi$, а вне слоя $\int_{-\infty}^0 \theta(x) dx + \int_s^{\infty} \theta(x) dx = 0$. Однако парциальные потоки энергии в полупространствах сверху и снизу слоя образуют с направлением k фиксированный угол, слабо зависящий для данных параметров расчета от положения на дисперсионной ветви. Такие результаты нельзя получить, используя МП.

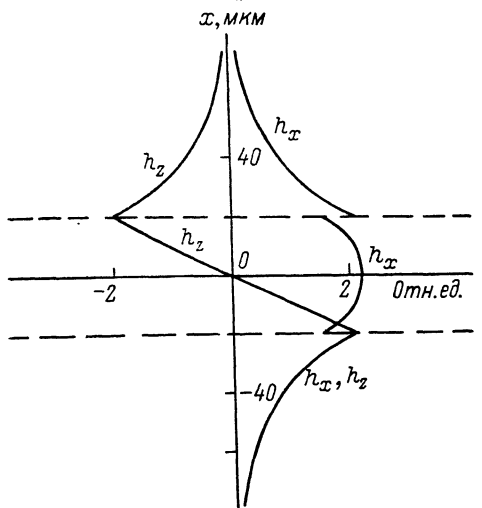


Рис. 4. Распределение h_x , h_z ООМСВ по оси, перпендикулярной плоскости ферромагнитного слоя.

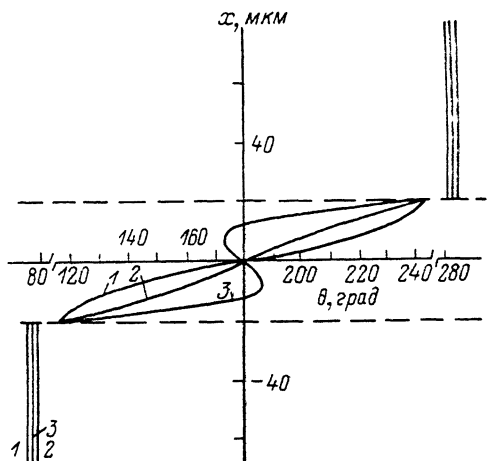


Рис. 5. Распределение $\theta = P_y/P_x$ по оси, перпендикулярной плоскости ферромагнитного слоя.
 $\omega/2\pi$, ГГц (k , см^{-1}): 1 — 2.9 (30), 2 — 2.2 (510), 3 — 2 (760); расчет для ООМСВ.

На рис. 2 показано, как изменяется ν от k для основной моды ООМСВ. Как и для других типов волн, вывод о неприменимости для этих целей формулы (6) здесь очевиден.

Итак, анализ потоков энергии МСВ в ферромагнитном слое с учетом запаздывания позволяет 1) корректно исследовать распределение амплитуд e и h по оси, нормальной к поверхности слоя, и выяснять соотношение между ними; 2) правильно описать поведение вектора Умова—Пойнтинга в немагнитных диэлектриках; 3) получить правильную картину распределения энергии в волноведущей системе, что необходимо иметь в виду и при анализе потока энергии в слоистых структурах (металл—диэлектрик—феррит, феррит—полупроводник, феррит—парамагнетик и т. д.); 4) определить пределы применимости известных выражений для потока энергии, полученных в МП.

Список литературы

- [1] Панченко М. А., Поваров П. П., Савченко М. А. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 5. С. 1558—1560.
- [2] Данилов В. В., Зависляк И. В., Балинский М. Г. Введение в спин-волновую электродинамику. Деп. в ГРНТБ УкрНИИИТИ. № 2679. 1982.
- [3] Щучинский А. Г. // РИЭ. 1984. Т. 29. № 9. С. 1700—1704.
- [4] Ruppin R. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 1. P. 11—15.
- [5] Ruppin R. // J. Appl. Phys. 1987. Vol. 62. N 9. P. 3889—3891.
- [6] Головкин Я. Д., Зависляк И. В., Костенко В. И., Сигал М. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 11. С. 3492—3494.
- [7] Гайворон В. Г., Мериакри С. В., Огарин Ю. Ф. // Тез. докл. региональной конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 41—42.
- [8] Gupta S. S., Srivastava N. C. // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50. N 11 (1). P. 6697—6699.
- [9] Gupta S. S. // IEEE Trans. 1982. Vol. MAG-18. N 6. P. 1639—1641.

Киевский
 государственный университет
 им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
 22 июля 1988 г.
 В окончательной редакции
 18 декабря 1989 г.

01, 07

Журнал технической физики, т. 60, в. 5, 1990

© 1990 г.

ГЕНЕРАЦИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ВЫНУЖДЕННЫХ ВРМБ—ВКР РАССЕЯНИЯХ

В. Вишняускас, Э. Гайжаускас, А. Пискаускас, В. Смильгевичюс,
 Г. Шлекис

Использование вынужденного рассеяния света в целях формирования мощных сверхкоротких импульсов позволило достичь ряда многообещающих практических результатов в этой области лазерной физики. Так, генерация субнаносекундных световых импульсов успешно осуществляется при использовании вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ), а пикосекундных — вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) в жидкостях и газах [1—6].

При этом предельное сокращение (сжатие) длительности импульсов во времени (с примерно 60 % -ным преобразованием энергии) достигает 15—20 раз от начальной длительности импульса накачки. Недавно [7] была экспериментально продемонстрирована схема [эффективного (стократного) укорочения лазерных импульсов посредством конкурирующих ВРМБ и ВКР сжатий—каскадов ВРМБ—ВКР компрессии (КК) в газе. Реализованный в [7] механизм сжатия представляет уникальную возможность генерации мощных одиночных пикосекундных импульсов, используя в качестве накачки импульсы наносекундной длительности твердотельных лазеров с модуляцией добротности.

В настоящей работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования процессов ВРМБ—ВКР сжатия световых импульсов в фокусированном пучке накачки, причем экспериментально исследовалась КК наносекундных импульсов АИГ : Nd лазера в жидкостях.

Рассмотрим ситуацию, когда в ВРМБ и ВКР активную среду фокусируется импульс накачки длительностью τ_p . Пусть при этом в поле отраженного стока ВРМБ излучения генерируется импульс ВКР пикосекундной длительности, усиливаемый в свою очередь распространяющейся навстречу лазерной накачки. Динамика ВРМБ—ВКР генерации исследовалась нами на основе численного решения самосогласованной системы уравнения для трех световых (накачки и отраженных ВРМБ и ВКР стоковых) волн, а также акустических колебаний среды

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\right) E_P = -\frac{1}{2S(z)} (G_{PB} u E_B + G_{PR} |E_R|^2 E_P),$$

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right) E_B = \frac{1}{2S(z)} (G_{PB} u^* E_P - G_{PR} |E_R|^2 E_B),$$

$$\left(\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\right) E_R = \frac{G_{PB} E_R}{2S(S)} (|E_P|^2 + |E_B|^2),$$

$$t_H \frac{\partial}{\partial t} u + u = E_P E_B^*, \quad (1)$$

E_P , E_B , E_R — медленно меняющиеся амплитуды электромагнитных полей накачки, ВРМБ и ВКР стоковых импульсов, распространяющихся со скоростью c ; u — [функция, пропорциональная амплитуде гиперзвука в среде с временем релаксации t_H ; G_{PB} , G_{PR} — соот-