01; 06

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ НЕОДНОРОДНОГО ПОЛЯ

Г.Н. Бурлак, И.Г. Климашевский

В последнее время все более проясняются уникальные возможности управления распространением магнитостатических волн (МСВ) при помощи внешних подмагничивающих систем [1–3]. С точки зрения магнитоэлектроники, наибольшее значение имеет управление СВЧ сигналами МСВ при помощи слабонеоднородных полей с $d \gg \lambda$, где d – характерный пространственный масштаб неоднородного поля, λ – длина МСВ.

К настоящему времени сравнительно хорошо изучено распространение волн в заданном неоднородном поле, которое может приводить к прохождению, отражению или захвату МСВ в волновой канал. Возникает другая проблема: определение профиля неоднородности поля, приводящего к тому или иному режиму распространения волн, известному из эксперимента или даже заданному заранее. Это приводит к необходимости формулировки и решения обратной задачи распространения МСВ.

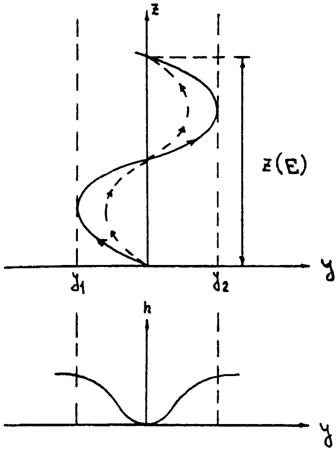
В данной работе обратная задача решена на примере одномерной неоднородности и, в частности, показано, какие характеристики МСВ должны быть заданы для однозначного восстановления профиля неоднородного поля.

Рассмотрим прямую объемную МСВ (ПОМСВ) частоты ω с волновым вектором $\vec{k}=(0,k_y,k_z)$, распространяющуюся в ферромагнитной пленке толщиной L. Внешнее поле $\vec{H}=\vec{H}_0+\vec{h}^{\sim}$, где $\vec{H}_0$ – постоянное поле, направленное по нормали (OX) к поверхности пленки, $\vec{h}^{\sim}$ – слабо неоднородная добавка, $|\vec{H}_0| \gg |\vec{h}^{\sim}|$. Далее ограничимся случаем одномерной неоднородности $\vec{h}^{\sim}=\vec{h}^{\sim}(y)$. В работе [3] было показано, что при этом дисперсионное уравнение для ПОМСВ (симметричные моды) имеет вид $tg(kLg)+g = 0$, где

$$g=\sqrt{-\mu},\quad \mu=1-\frac{\omega_H\omega_M}{\omega_H^2-\omega^2},\quad \omega_H=\omega_H(y)=\gamma H,\quad \omega_M=4\pi\gamma M_0,\quad M_0 -$$

намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение, $H=H_0+h$, $h=\dfrac{(\vec{H}_0\vec{h}^{\sim})}{H_0}$ [3]. Волна может распространяться в тех участках пленки, где $\mu<0$, т.е. при $\omega_H<\omega<\omega_3=\sqrt{(\omega_H+\omega_M)\omega_H}$.

Нетрудно показать [3], что траектория МСВ $y=y(z)$ находится из уравнения $\dfrac{dz}{dy}=\dfrac{k_z}{k_y}$, что в рассматриваемом случае приводит к соотношению



$$z-z_0=k_z^0\int\limits_{y_0}^{y}\frac{dy}{\sqrt{E-U(y)}},\qquad (1)$$

где $E=k_0^2-(k_z^0)^2$, k_0 – волновое число при $h=0$, $k=k_0+k_1$, $k_1=Ah$ - малая поправка, связанная с наличием h, $A=\left[\frac{\partial k}{\partial h}\right]_{h=0}$, $U=-2k_0k_1$. При этом $(\vec{k})_z=k_z^0=const$ из-за однородности сред по z [3].

Выражение (1) подобно уравнению движения частицы с энергией E в поле с потенциалом $U(y)$ [4]. Очевидно, волна будет распространяться в области, где $E>U(y)$, и будет отражаться от точек $y_{1,2}$, где $E=U(y_{1,2})$ ($y_{1,2}$ – точки отражения), что возможно при $k_1<0$.

В случае двух точек отражения, для которых при $y_1<y<y_2$ имеет место $E>U(y)$, а при $y>y_2$ и $y<y_1$ – $E<U(y)$ (неоднородность типа „рва" – см. рис. 1), волна захватывается в волновод. При этом МСВ будет распространяться вдоль z, переотражаясь с периодом Z от границ волновода $y=y_{1,2}$. Зная h, можно из (1) определить $Z=Z(E)$ в виде

$$Z(E)=\sqrt{k_0^2-E}\int\frac{dy}{\sqrt{E-U(y)}}.\qquad (2)$$

Выражение (2) связывает пространственную характеристику траектории МСВ $Z(E)$ с заданной неоднородностью поля $h(y)$ Нам необходимо решить обратную задачу: восстановить $h(y)$ по заданной зависимости $Z=Z(E)$. В этом случае (2) является интегральным уравнением (уравнение Абеля) относительно неизвестной функции $h(y)$ (В механике это отвечает реконструкции потенциала $U(y)$ по периоду движения частицы [4]). Для удобства выберем начало координат в положении минимума $U(y)$ и $U(0)=0$. Задача будет однозначно разрешимой, если $U(y)$, а значит и $h(y)$, четная функция, что обычно выполняется на эксперименте.

Решая интегральное уравнение (2) методом [4], получаем

$$y(U)=\frac{1}{2\pi}\int\limits_0^U\frac{Z(E)\,dE}{\sqrt{(U-E)(k_0^2-E)}}.\qquad (3)$$

Таким образом, по известной зависимости $Z(E)$, из (3) определяем в неявном виде $y=y(U)$, затем получаем $U=U(y)$ и $h=h(y)$.

В качестве примера рассмотрим случай, когда $Z(E)=Z_0=const$.

При этом интеграл (3) вычисляется элементарно и в результате получаем $U=k_0^2 th^2(\pi y/Z_0)$, $h=B(\omega) th^2(\pi y/Z_0)$, где

$$B(\omega)=\frac{g^2 k_0 L}{(1+g^2)[Lk(1+g^2)+1]}\;\frac{\omega_M \omega_{H0}}{\omega^2+\omega^2}H_0.$$

Таким образом, в данном неоднородном поле все пучки МСВ, выходящие из одного источника под разными углами, фокусируются в одной точке.

Ввиду $h \ll H_0$, данное рассмотрение будет справедливо, в частности, вблизи минимума „рва" $|y/Z_0| \ll 1$, откуда получаем $h \approx B(\omega)(\pi y/Z)$ Заметим, что в оптике аналогичная среда – „рыбий глаз" – с показателем преломления $n=n_0\left(1+\frac{y^2}{a^2}\right)^{-1}$ давно используется как безаберационный прибор [5].

В заключение отметим, что подобным же образом может быть исследован и общий случай двумерной неоднородности, что позволяет определять вид необходимого неоднородного поля по заданным характеристикам МСВ. Это может открыть новые возможности при создании фильтров, направленных ответвителей и других устройств магнитоэлектроники.

Список литературы

[1] Tsuzumi M. a.e. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. P. 204–206.

[2] Вашковский А.В., Зубков В.И., Локк Э.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 1–4.

[3] Бурлак Г.Н. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. С. 1476–1480.

[4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика, М.: Наука, 1973. 207 с.

[5] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 547 с.

Киевский государственный
университет им. Т.Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
4 января 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 6 26 марта 1991 г.

01; 05

ФРАКТАЛЬНАЯ ДИНАМИКА ДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕД

А.С. Баланкин

Кардинальный пересмотр основ механики деформируемых сред с позиций термодинамики и статистической физики сильно неравновесных процессов [1–4] привел к становлению новой научной дис-