фотопереходов с участием локализованных состояний затруднена, поскольку не ясно, с какой из разрешенных зон Si_3N_4 носители взаимодействуют в конкретном интервале энергий квантов света.

Литература

[1] Нитрид кремния в электронике / Под ред. А. В. Ржанова. Новосибирск: Наука, 1982. 200 с.
[2] *Брытов И. А., Гриценко В. А., Понаценко Ю. Н.* Препринт Института физики полупроводников СО АН СССР. № 6-84. Новосибирск, 1984. 42 с.
[3] *Kapoor V. I., Bibyk S. B.* // Phys. MOS Insul. Proc. Int. Top. Conf. New York, 1980. P. 117—121.
[4] *Pundur P. A., Shavalgin T. G., Gritsenko V. A.* // Phys. St. Sol. (a), 1986. Vol. 94. N 2. P. K107—K112.
[5] *Nicollian E. H., Brews J. R.* MOS (Metal—Oxide—Semiconductor) Physics and Technology. New York, 1982. 900 p.

Петрозаводский государственный
университет им. О. В. Куусинена

Поступило в Редакцию
2 февраля 1988 г.

05; 01

Журнал технической физики, т. 59, в. 4, 1989

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В ФЕРРИТОВОМ СЛОЕ С ДОМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ С УЧЕТОМ НЕОДНОРОДНОСТИ СТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ РАЗМАГНИЧИВАНИЯ

П. И. Бойко, Я. Д. Головко, И. В. Зависляк, Т. В. Нужный

Известны работы [1-4], в которых исследованы магнитные резонансы и магнитостатические волны (МСВ) в слое одноосного феррита с плоскопараллельной доменной структурой (ППДС) в предположении, что внутреннее статическое магнитное поле однородно.

Однако в реальной ситуации имеет место неоднородность статического поля размагничивания $\mathbf{H}_p$, связанного с наличием ППДС. Целью настоящей работы является исследование влияния такой неоднородности на характеристики распространения МСВ.

Рассмотрим слой одноосного феррита толщиной S, в котором существует ППДС, состоящая из чередующихся доменов двух типов: у одних («положительных») постоянная намагниченность направлена вдоль внешнего подмагничивающего поля, у других («отрицательных») — против поля. Координатная ось OZ направлена нормально к поверхности слоя, ось OX — вдоль доменных границ, OY — вдоль нормали к ним. Внешнее поле $\mathbf{H}_0$ и ось легкого намагничивания феррита направлены вдоль OZ. Центр координат находится посередине между поверхностями слоя.

Используя уравнение Ландау—Лифшица, можно получить тензор магнитной проницаемости $\hat{\mu}$, усредненный по периоду ППДС [4]. Такой тензор позволяет упростить рассмотрение для возбуждений с длиной волны, намного большей периода ППДС.

Распределение в слое поля $\mathbf{H}_p$ можно найти, решив статическую задачу. Для подстановки в усредненный тензор $\hat{\mu}$ компоненты $\mathbf{H}_p$ следует также усреднить по доменам обоих типов. При этом остается только одна компонента поля размагничивания, не равная нулю,

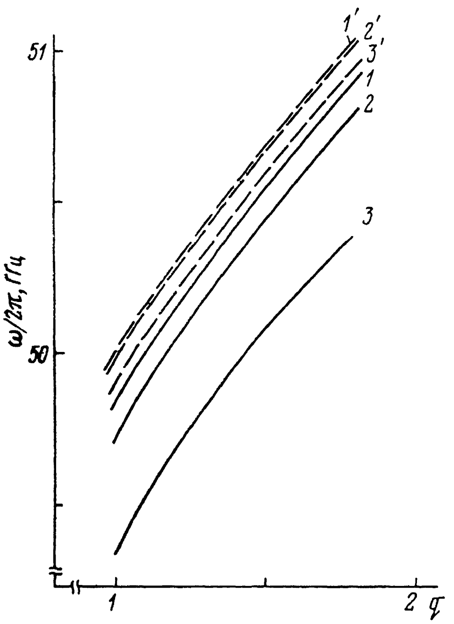
$$H^{+}_{pz}=\frac{16MD}{\pi d_+}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\,e^{-n\pi S/2D}\operatorname{ch}\frac{n\pi z}{D}\left(\cos\frac{n\pi d_+}{D}-1\right)-H_C \qquad (1)$$

— для «положительных» доменов,

$$H^{-}_{pz}=\frac{16MD}{\pi(2D-d_+)}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}\,e^{-n\pi S/2D}\operatorname{ch}\frac{n\pi z}{D}\left(1-\cos\frac{n\pi d_+}{D}\right)-H_C \qquad (2)$$

— для «отрицательных» доменов, где $H_C=4\pi M\,(d^+/D-1)$, M — намагниченность насыщения феррита, $2D$ — период ППДС, d_+ — ширина «положительного» домена. Равновесные значения d_+ и D для каждого H_0 можно найти из условия минимума полной энергии ферритового слоя [4, 5].

Выражения (1), (2) задают закон неоднородности статического поля размагничивания и, следовательно, тензора $\hat{\mu}$ по толщине слоя.



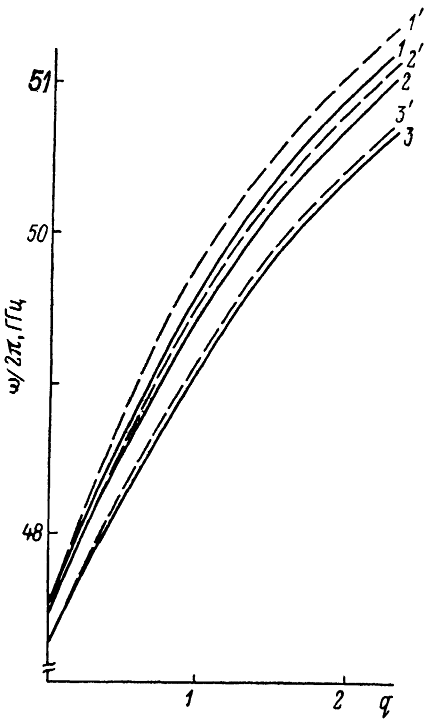


Рис. 1. Дисперсия МСВ в слое бариевого феррита с ППДС с учетом и без учета неоднородности H_p.

S, мкм: *1*, *1'* — 10: *2*, *2'* — 5; *3*, *3'* — 1. $H_0=0$. $\theta=0$.

Рис. 2. Дисперсия МСВ в слое бариевого феррита с ППДС с учетом и без учета неоднородности H_p.

H_0, кЭ: *1* *1'* — 2; *2*, *2'* — 3; *3*, *3'* — 4. $\theta=0$, $S=10$ мкм.

Используя уравнение Уокера и электродинамические граничные условия, можно сформулировать задачу для магнитостатического потенциала ψ внутри слоя

$$\frac{d^2\psi}{du^2}+q^2\sigma^2(u)\,\psi=0, \tag{3}$$

$$\left(\frac{d\psi}{du}+q\psi\right)\bigg|_{u=1/2}=0, \tag{4}$$

$$\left(\frac{d\psi}{du}-q\psi\right)\bigg|_{u=-1/2}=0, \tag{5}$$

где $u=z/S$, $q=S\sqrt{k_x^2+k_y^2}$ — нормированные координата и волновое число, k_x и k_y — компоненты волнового вектора $\mathbf{k}$, $\sigma^2(u)=-(\mu_{11}(u)\sin^2\theta+\mu_{22}\cos^2\theta)$, θ — угол между $\mathbf{k}$ и осью OY, $\mu_{11}(u)$ и $\mu_{22}(u)$ — диагональные компоненты $\hat{\mu}$.

Эту граничную задачу можно решить для предельных случаев $q\gg 1$ и $q\ll 1$, используя асимптотические методы [6]. Для более точного и полного анализа дисперсии МСВ задачу необходимо решать численно.

Для основной моды МСВ удобно ввести замену

$$V=\frac{\psi'}{\psi q}. \tag{6}$$

Задача (3)—(5) будет иметь вид

$$V' = -q\,(V^2 + \sigma^2(u)), \tag{7}$$

$$V\,|_{u=-1/2} = 1, \tag{8}$$

$$V\,|_{u=1/2} = -1. \tag{9}$$

Для дифференциального уравнения первого порядка (7) с начальным условием (8) можно применить метод Рунге—Кутта. При этом зафиксированы все величины, входящие в (7), за исключением одной — параметра пристрелки, в качестве которого удобнее всего выбрать q. Граничное условие (9) можно рассматривать как уравнение относительно q

$$V\,(q)\,|_{u=-1/2} + 1 = 0 \tag{10}$$

и решать его любым численным методом. В данной работе использовался градиентный метод [7]. В результате, решая (10) для разных частот ω, получаем дисперсионную зависимость $\omega\,(q)$.

Следует отметить, что функция $\sigma^2\,(u)$ на отрезке $u \in [-(1/2);\,1/2]$ может иметь особенности: точку поворота $u = a$, в которой $\sigma^2 = 0$, и сингулярную точку $u = b$, где $\lim\limits_{u\to b} \sigma^2 = \infty$. В этих точках σ^2 изменяет знак, т. е. V, а следовательно, и потенциал ψ не описываются чисто тригонометрическими функциями, как это имеет место в однородном случае. Зависимость $\psi\,(u)$ носит более сложный характер.

Чтобы использовать метод Рунге—Кутта, необходимо устранить разрыв в сингулярной точке. Поэтому в общем случае задачу нужно решать с учетом затухания, т. е., например, заменить H_0 на комплексную величину $H_0 + i\Delta H/2$ (где ΔH — полуширина резонансной кривой). Это приведет к комплексности q.

На рис. 1 представлены дисперсионные зависимости для $H_0=0$ и разных значений толщины S (расчетные параметры бариевого феррита). Для сравнения штриховыми линиями показаны параметры, рассчитанные для однородного $H_p = H_p|_{u=0}$. На рис. 2 приведены зависимости $\omega(q)$ для $S=10$ мкм и разных значений H_0.

Таким образом, анализ показывает, что в слое бариевого феррита с ППДС неоднородность статического поля размагничивания существенно влияет на дисперсию МСВ при $S < 10$ мкм. Это влияние уменьшается при больших подмагничивающих полях (например, в слое с $S=10$ мкм, начиная с $H_0 \sim 3$ кЭ).

Литература

[1] *Михайловская Л. В., Богомаз И. В.* // ФТТ. 1977. Т. 19. Вып. 8. С. 1245—1248.
[2] *Зависляк И. В., Данилов В. В.* // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 2. С. 72—76.
[3] *Hasty T. E* // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 5. P. 1434—1441.
[4] *Sigal M. A.* // Phys. Stat. Sol. a. 1979. Vol. 51. N 1. P. 151—161.
[5] *Богданов А. Н., Яблонский Д. А.* // ФТТ. 1980. Т. 22. Вып. 3. С. 680—687.
[6] *Головко Я. Д., Зависляк И. В.* // Тез. докл. конф. «Спин-волновые явления электроники СВЧ». Краснодар, 1987. С. 55—56.
[7] *Краскевич В. Е., Зеленский К. Х., Гречко В. И.* Численные методы в инженерных исследованиях. Киев, 1986. 264 с.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.
В окончательной редакции
20 августа 1988 г.