Краткие сообщения по физике № 6-1990 г.

УДК 531.9

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

Ю.Б. Мовсесянц, А.А. Рухадзе

Обсуждается возможность определения магнитной проницаемости сред по отражению и прохождению СВЧ излучения при нормальном падении на тонкую пленку, толщина которой намного меньше длины волны излучения в среде. Показано, что при чисто мнимой магнитной проницаемости тонкая пленка, нанесенная на металлическую поверхность, может полностью поглощать падающее излучение. Предложена простая модель такой магнитной среды.

Рассмотрим пленку толщиной a, изготовленную из электродинамически изотропного материала с диэлектрической и магнитной проницаемостями соответственно $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega)$. Пусть на такую пленку нормально падает СВЧ излучение с частотой ω. Если пленка с обеих сторон граничит с электродинамическим вакуумом (свободная пленка), то падающее излучение должно частично отражаться, а частично проходить через пленку. Не представляет большого труда определить коэффициенты отражения R и прохождения T излучения:

$$R = \left| \frac{(\sqrt{\mu/\epsilon} - \sqrt{\epsilon/\mu})\, \mathrm{itg}\,(\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c)}{(\sqrt{\mu/\epsilon} + \sqrt{\epsilon/\mu})\, \mathrm{itg}\,(\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c) - 2} \right|^2,$$

$$T = \left| \frac{2\exp\,(i\sqrt{\epsilon\mu}\, a\omega/c)}{(\sqrt{\mu/\epsilon} + \sqrt{\epsilon/\mu})\, \mathrm{itg}\,(\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c) - 2} \right|^2. \qquad (1)$$

Если же пленка нанесена на металлическую поверхность, полностью отражающую падающее излучение, то для R и T получаем выражения

$$R = \left| \frac{i\sqrt{\mu/\epsilon}\,\mathrm{tg}\,(\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c) + 1}{i\sqrt{\mu/\epsilon}\,\mathrm{tg}\,(\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c) - 1} \right|^2, \; T = 0. \qquad (2)$$

В пределе толстой пленки, когда $\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c \gg 1$, формулы (1) и (2) приводят к одному и тому же выражению для коэффициента отражения излучения

$$R = \left| \frac{\sqrt{\mu/\epsilon} - 1}{\sqrt{\mu/\epsilon} + 1} \right|^2, \qquad (3)$$

совпадающему с коэффициентом отражения излучения от полупространства /1/. Коэффициент прохождения излучения в этом пределе с экспоненциальной точностью равен нулю.

В обратном пределе тонкой пленки, когда $\sqrt{\epsilon\mu}a\omega/c \ll 1$, формула (2) сильно упрощается:

$$R = \left| \frac{i\mu\, a\omega/c + 1}{i\mu\, a\omega/c - 1} \right|^2. \qquad (4)$$

Поскольку величина R зависит только от μ, то путем измерения коэффициента отражения СВЧ излучения от тонкой пленки, нанесенной на металлическую поверхность, удобно определять магнитную проницаемость сред.

Зная магнитную проницаемость, диэлектрическую проницаемость можно определить из измерения коэффициента отражения R от толстых пленок, когда $\sqrt{\epsilon\mu} a\omega/c \gg 1$ и справедлива формула (3), либо в противоположном пределе, когда из (1) получаем

$$R = \left| \frac{i\,(a\omega/c)(\mu - \epsilon)}{i\,(a\omega/c)(\mu + \epsilon) - 2} \right|^2, \quad T = \left| \frac{2}{i\,(a\omega/c)(\mu + \epsilon) - 2} \right|^2. \tag{5}$$

Чтобы обеспечить условия нормального падения излучения, предлагаемые измерения следует проводить в коаксиальных СВЧ волноводах, в которых мода колебаний ТЕМ представляет собой строго поперечную волну, распространяющуюся вдоль оси волновода.

Следует обратить внимание на тот факт, что при $\mu = ic/a\omega$, согласно (4), $R = 0$. В этом случае падающее на тонкую пленку излучение полностью поглощается; отражение отсутствует. Это имеет место, если пленка нанесена на металлическую поверхность. Если эта же пленка является свободной (с обеих сторон граничит с электродинамическим вакуумом), то $R = 1/9$, а $T = 4/9$, т.е. 1/9 падающей мощности излучения отражается, 4/9 – проходит и 4/9 – поглощается в пленке. Заметим, что из условия тонкости пленки при этом следует, что $|\epsilon| \ll c/a\omega = |\mu|$.

В связи с тем, что полностью поглощающие СВЧ излучение пленки такого рода представляют значительный интерес, обсудим простейшую модель изотропной магнитной среды, в которой могут выполняться указанные выше условия. Такой средой может быть, например, магнитный полупроводник, состоящий из свободных электронов и вкрапленных магнитных микрочастиц с локализованными жесткими моментами $\mathbf{m}_0$ и внутренним полем $\mathbf{H}_{0i} \parallel \mathbf{m}_0$. Поскольку моменты $\mathbf{m}_0$ распределены хаотически, то среда в целом в отсутствие внешнего магнитного поля оказывается изотропной, т.е. $\langle \mathbf{M}_0 \rangle = \Sigma\, \mathbf{m}_0 = 0$. Область локализации микрочастиц с магнитными моментами $\mathbf{m}_0$ и полем $\mathbf{H}_{0i}$ считаем меньше ларморовского радиуса электронов, вследствие чего последние считаются незамагниченными. Нас интересуют высокочастотные процессы, в которых $\omega \gg kv_{Te} = (v_{Te}\sqrt{\epsilon\mu}/c$, где v_{Te} – тепловая скорость электронов. Это позволяет пренебречь тепловым движением электронов и для их описания в поле электромагнитной волны воспользоваться классическим линеаризованным уравнением движения отдельных частиц /2/:

$$\partial \mathbf{v}/\partial t = (e/m_e)\mathbf{E} - \nu_e \mathbf{v}. \tag{6}$$

Здесь ν_e – обратное время релаксации импульса электронов в полупроводниковой магнитной среде пленки.

Для описания малых осцилляций моментов $\mathbf{m}_0$ в поле электромагнитной волны около положения равновесия ($\mathbf{m} = \mathbf{m}_0 + \delta\mathbf{m}$, причем $\delta\mathbf{m} \perp \mathbf{m}_0$) будем исходить из линеаризованного уравнения Блоха /3/:

$$\partial\, \delta\mathbf{m}/\partial t = g\, [\mathbf{m}_0, \mathbf{H}] + g\, [\delta\mathbf{m}, \mathbf{H}_{0i}] - \nu\delta\mathbf{m}. \tag{7}$$

Здесь g – множитель Ланде микрочастиц, а ν – обратное время релаксации их моментов $\mathbf{m}_0$.

Определив из (6) и (7) величины $\mathbf{v}$ и $\delta\mathbf{m}$, далее находим ток в среде, индуцированный полями $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ СВЧ волны: $\mathbf{j} = en_e\mathbf{v} + c\,\mathbf{rot}\,(n\delta\mathbf{m})$. Здесь n_e – плотность электронов, а n – плотность микрочастиц. Ток $\mathbf{j}$ следует усреднить по направлениям моментов $\mathbf{m}_0$. Окончательно находим

$$\mathbf{j}_{cp} = \delta(\omega)\,\mathbf{E} - (ic^2k^2/4\pi\omega)\,\alpha(\omega)\,\mathbf{E}_\perp.$$

Отсюда по известным соотношениям /2/ находим диэлектрическую и магнитную проницаемости рассматриваемой среды:

$$\epsilon(\omega) = 1 + 4\pi i\sigma(\omega)/\omega = 1 - \omega_p^2 / \omega(\omega + i\nu_e),$$

$$\mu(\omega) = 1/(1 - \alpha(\omega)) = 1 - \omega_M^2 / [(\omega + i\nu)^2 - \Omega_p^2] .$$

Здесь $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e/m_e}$ – ленгмюровская частота электронов, $\omega_M = \sqrt{4\pi g^2 H_{0i} n m_0}$ – магнитная частота магнитных микрочастиц, а $\Omega_p = gH_{0i}$ – частота магнитного резонанса.

Величины ω_p, ν_e, ω_M, Ω_p и ν подлежат экспериментальному определению. Для этого можно воспользоваться формулой (3), описывающей отражение электромагнитных волн от поверхности толстых пленок, либо формулами (4) и (5) для отражения от тонких пленок. При этом без особого труда находятся искомые величины. Легко видеть, что в области частот магнитного резонанса, когда $\omega \cong \Omega_p \gg \nu$ и $\omega_M^2 \gg \omega\nu$, имеем $\mu \approx i\omega_M^2/2\omega\nu$. Подбором плотности магнитных микрочастиц и плотности электронов всегда можно реализовать условия $|\epsilon| \ll c/a\omega$, $\mu \approx ic/a\omega$ и таким образом обеспечить полное поглощение СВЧ излучения в тонкой пленке из этого материала в резонансной области частот.

В условиях, когда среда заполнена магнитными частицами одного сорта, ширина магнитного резонанса является довольно узкой и определяется величиной ν. Если же в среде внедрены микрочастицы различного типа, то можно реализовать ситуацию, когда резонансные частоты перекрываются и магнитная проницаемость будет чисто мнимой в широкой области частот, в которой и достигается полное поглощение СВЧ излучения пленкой из такого материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957.
2. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1988.
3. Ахиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны, М., Наука, 1967.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 10 апреля 1990 г.