

рьковском государственном ун-те, Харьков, 1976, 231 с.

9. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки/ Шестопапов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. – Киев, Наукова думка, 1986, 232 с.

10. В. И. Найденко, Ф. Ф. Дубровка. Аксиально-симметричные периодические структуры и резонаторы. Киев, Вища школа, 1985, 224 с.

Найденко В. И., Шумаков Д. С. Властивості спареної гребінки з синфазним типом коливань. Розроблена достатньо строга теорія спареної гребінки з синфазним типом коливань, проведений розрахунок характеристик хвиль у гребінці з використанням ПК. Ключові слова: спарена гребінка, дисперсійна характеристика, групове сповільнення, опір зв'язку.

Найденко В. И., Шумаков Д. С. Свойства спаренной гребенки с синфазным типом колебаний. Разработана достаточно строгая теория спаренной гребенки с синфазным типом колебаний, проведен расчет характеристик волн в гребенке с использованием ПК.

Ключевые слова: спаренная гребенка, дисперсионная характеристика, групповое замедление, сопротивление связи.

Naidenko V. I., Shumakov D. S. Behavior of twin chaser with in-phase oscillations. A strict enough theory of the twin chaser with in-phase oscillations is developed. The calculation of wave descriptions is done in a chaser by using PC.

Key words: twin chaser, dispersion, grouped deceleration, coupling resistance.

УДК 621.376.4

МАГНІТОРЕЗИСТИВНИЙ ХВИЛЕВОДНИЙ ФАЗОВИЙ ДЕТЕКТОР У СИЛЬНИХ МАГНІТНИХ ПОЛЯХ

Юрченко О.Д., Біденко В.А.

У деяких галузях застосування, наприклад при роботі із сигналами НВЧ діапазону у сильних магнітних полях, ефективним є використання спеціальних приладів, таких як гальваномагнітний фазовий детектор.

Фазовий детектор – це пристрій, призначений для здобуття вихідної напруги, пропорційній різниці фаз сигналу $U_{ex1} = U_{m1} \cos(\omega_1 t + \varphi_1)$ та опорного коливання $U_{ex2} = U_{m2} \cos(\omega_2 t + \varphi_2)$. Фазовий детектор застосовують у фазометричних пристроях, системах фазового автоматичного підстроювання частоти, при детектуванні фазомодульованих та фазоманіпульованих сигналів, встановлюють у корелометрах [1]. На відміну від електричних та магнітних перетворювачів, у гальваногіромагнітних детекторах у загальному випадку є два незалежні вхідні ланцюги – електричний та магнітний, які пов'язані з електричною і магнітною складовими електромагнітних сигналів.

Якщо гальваногіромагнітний перетворювач з магніторезистивною сприйнятливістю κ_{ipl} поміщений у магнітне поле з напруженістю, що складає $\vec{h} = \vec{h}_m \exp[j(\omega_0 t + \psi^h)]$ і при цьому в плівці збуджується електричний струм, щільність якого $\vec{J} = \vec{J}_m \exp[j(\omega_0 t + \psi^j)]$, де ω_0 – частота несучої; $\psi_{h(t)}$ і $\psi_{J(t)}$ змінювані в часі фази коливань. Тоді в об'ємі перетворювача крім

первісного електромагнітного поля буде існувати ще й перетворене поле через наявність параметричного детектування у феромагнітній плівці [2].

Розглянемо роботу такого детектора в області сильних магнітних полів, коли напруженість зовнішнього поля значно більша поля одноосної магнітної анізотропії $H_0 \gg H_K$. В цьому випадку можна нехтувати дисперсією «легких» осей анізотропії і проводити аналіз однорідної магнітної плівки. Вважатимемо, що напрямок вектора намагніченості співпадає з напрямком зовнішнього поля $\varphi_0 = \varphi_H$, що впливає з рівняння рівноваги:

$$\begin{cases} -\frac{2H_0}{M_0} \cos(\varphi_H - \varphi) + \frac{2K_1}{\mu_0 M_0^2} \cos^2(\varphi_K - \varphi) = 0 \\ -\frac{2H_0}{M_0} \sin(\varphi_H - \varphi) - (N_1 - N_2) \sin 2\varphi - \frac{2K_1}{\mu_0 M_0^2} \sin 2(\varphi_K - \varphi) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

тут: H_0 – зовнішнє постійне магнітне поле; M_0 – вектор намагніченості; μ_0 – магнітна стала ($4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м); K_1 – постійна одноосної магнітної анізотропії; φ_H – кут, що визначає напрям зовнішнього постійного магнітного поля; φ_K – кут, що визначає напрям «легкої осі» намагнічування (ця вісь яка утворюється в процесі виготовлення плівки).

Рівняння рівноваги можна отримати, якщо розв'язати рівняння Ландау-Ліфшица [3] та виразити магнітне поле через густину вільної енергії.

Компоненти тензора магніторезистивної κ_{ipl} сприйнятливості дорівнюють:

$$\begin{aligned} [\kappa_{ipl}] &= [R_1 M_0 [L_{ip}]; \Delta\rho [C_{ip}]] \times \begin{bmatrix} T_{22} + j \cdot \alpha \frac{\omega}{\omega_m} & j \frac{\omega}{\omega_m} - T_{21} \\ -j \frac{\omega}{\omega_m} - T_{12} & T_{11} + j \cdot \alpha \frac{\omega}{\omega_m} \end{bmatrix} \times \\ &\times \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1 \\ -\sin \varphi_0 & \cos \varphi_0 & 0 \end{bmatrix} \frac{\omega_m}{M_0 \omega (T_{11} + T_{22})} \cdot \frac{1}{\alpha (1 + \zeta^2)^{1/2}} \cdot \exp \left[j \left(\arctg \zeta - \frac{\pi}{2} \right) \right]; T_{11}^N = 1; \\ T_{12}^H = T_{21}^H = 0; T_{11}^H = T_{22}^H = \frac{H_0}{M_0} \cos(\varphi_H - \varphi_0); T_{22}^N = -(N_1 - N_2) \cos 2\varphi_0; T_{12}^N = T_{21}^N = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

$$T_{11} = \frac{\omega_0}{\omega_m} + 1; \quad T_{22} = \frac{\omega_0}{\omega_m} \quad (3)$$

тут: R_1 – постійна аномального ефекту Хола [5]; L_{ip} , C_{ip} – матриці переходу між системами координат; $\Delta\rho$ – зміна питомого опору плівки; α – стала згасання, величина безрозмірна, $\sim 10^2 \dots 10^3$; \vec{T} – допоміжний тензор-співмножник, $\vec{T} = \frac{1}{\mu_0} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial \vec{M}^2} - \frac{1}{M_0} \cdot \frac{\partial u}{\partial M_0} \cdot \vec{\delta} \right]$; u – густина вільної енергії; $\vec{\delta}$ – одиничний тензор; ω_m – частота руху намагніченості.

Узагальнений розклад відносно резонансу з урахуванням (3):

$$\zeta = \frac{\omega_p^2 - \omega^2}{\alpha\omega(2\omega_0 + \omega_m)} \quad (4)$$

тут ω_p – частота феромагнітного резонансу:

$$\omega_p^2 = \omega_0(2\omega_0 + \omega_m) \quad (5)$$

Підставимо вирази (3-5) у вираз (2), запишемо тензор магніторезистивної сприйнятливості, $\kappa_{ipl} = \kappa_{ipl} \cdot \exp\left[j\left(\arctg \zeta - \frac{\pi}{2} + \Psi_{ipl}^{GM}\right)\right]$, тут Ψ_{ipl}^{GM} – додаткова фаза; κ_{ipl} – компонента, яка виникає через прояв різних гальваномагнітних явищ, таких як магнітоопір та ефект Хола.

Розпишемо за компонентами κ_{ipl} та Ψ_{ipl}^{GM} :

1) при $\Delta\rho C_{ip} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin\varphi_0 \cdot C_{ip} \mu_0 \gamma \Delta\rho \frac{\omega_0 + \omega_m}{\alpha\omega(2\omega_0 + \omega_m)} \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}} \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \left(\frac{R_1 M_0 L_{ip}}{\Delta\rho C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \\ \kappa_{ip2} &= \cos\varphi_0 \cdot C_{ip} \mu_0 \gamma \Delta\rho \frac{\omega_0 + \omega_m}{\alpha\omega(2\omega_0 + \omega_m)} \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}} \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \left(\frac{R_1 M_0 L_{ip}}{\Delta\rho C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \arctg \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \cdot \left(\frac{R_1 M_0 L_{ip}}{\Delta\rho C_{ip}} + \alpha \right) \right]$$

2) при $\Delta\rho C_{ip} = 0$ (за рахунок магнітоопору):

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin\varphi_0 \cdot L_{ip} \mu_0 \gamma R_1 M_0 \frac{1}{\alpha(2\omega_0 + \omega_m)} \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}}; \\ \kappa_{ip2} &= \cos\varphi_0 \cdot L_{ip} \mu_0 \gamma R_1 M_0 \frac{1}{\alpha(2\omega_0 + \omega_m)} \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}}; \Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (6b)$$

3) при $R_1 L_{ip} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip3} &= \mu_0 \gamma L_{ip} R_1 M_0 \frac{\omega_0}{\alpha\omega(2\omega_0 + \omega_m)} \times \\ &\times \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}} \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\Delta\rho C_{ip}}{R_1 M_0 L_{ip}} - \alpha \right]^2 \right\}^{1/2}; \Psi_{ip3}^{GM} = \arctg \left[-\frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\Delta\rho C_{ip}}{R_1 M_0 L_{ip}} - \alpha \right) \right] \end{aligned} \quad (6b)$$

4) при $R_1 L_{ip} = 0$ (за рахунок аномального ефекту Хола):

$$\kappa_{ip3} = \mu_0 \gamma C_{ip} \Delta\rho \frac{1}{\alpha\omega(2\omega_0 + \omega_m)} \frac{1}{(1 + \zeta^2)^{1/2}}; \Psi_{ip3}^{GM} = \frac{\pi}{2} \quad (6г)$$

тут: γ – гіромагнітне відношення електрона (відношення маси електрона до його заряду [6], $\gamma = \frac{q_e}{m_e} = 1,76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$).

В сильних полях можна виділити 3 режими роботи детектора: дорезо-

нансний ($\omega \ll \omega_p$); резонансний ($\omega \approx \omega_p$); післярезонансний ($\omega \gg \omega_p$).

Дорезонансний режим роботи ($\omega \ll \omega_p$). З виразу (4) випливає, що величина узагальненого розстроювання $\zeta \gg 1$. Прийемо умову: $\alpha \ll 1$. Тоді можна записати (6) у спрощеному вигляді:

1) при $\Delta\rho C_{ip} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin \varphi_0 \cdot C_{ip} \cdot \frac{\Delta\rho}{H_0} \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \cdot \frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} \right)^2 \right]^{1/2}; \\ \kappa_{ip2} &= \cos \varphi_0 \cdot C_{ip} \cdot \frac{\Delta\rho}{H_0} \cdot \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \cdot \frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} \right)^2 \right]^{1/2}; \\ \Psi_{ip1}^{GM} &= \Psi_{ip2}^{GM} = \arctg \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \cdot \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} \right) \right] \end{aligned} \quad (7a)$$

2) при $\Delta\rho C_{ip} = 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin \varphi_0 \cdot \mu_0 \gamma R_1 M_0 L_{ip} \frac{\omega}{\omega_p^2}; \\ \kappa_{ip2} &= \cos \varphi_0 \cdot \mu_0 \gamma R_1 M_0 L_{ip} \frac{\omega}{\omega_p^2}; \Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (7б)$$

3) при $R_1 L_{ip} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip3} &= \mu_0 \gamma R_1 M_0 L_{ip} \frac{\omega_0}{\alpha \omega (2\omega_0 + \omega_m)} \times \\ &\times \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \frac{C_{ip}}{L_{ip}} \right]^2 \right\}^{1/2}; \Psi_{ip3}^{GM} = \arctg \left[-\frac{\omega}{\omega_0} \frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \frac{C_{ip}}{L_{ip}} \right] \end{aligned} \quad (7в)$$

4) при $R_1 L_{ip} = 0$:

$$\kappa_{ip3} = C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0} \frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m}; \Psi_{ip3}^{GM} = \frac{\pi}{2} \quad (7г)$$

З (7) випливає, що у до резонансному режимі роботи: доцільно використовувати магнітоопір плівки; вклад аномального ефекту Хола сильно зменшується ($\omega \ll \omega_0 + \omega_m$) і ним у виразі (7) можна знехтувати:

$$\kappa_{ip1} = -\sin \varphi_0 \cdot C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0}; \kappa_{ip2} = \cos \varphi_0 \cdot C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0} \quad (8)$$

Резонансний режим роботи ($\omega \approx \omega_p$). Величина узагальненого розстроювання (4) у точці феромагнітного резонансу $\zeta = 0$. Із виразу (5) випливає

$\omega_0 = -\frac{\omega_m}{2} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2}\right)^2 + \omega_p^2}$. З урахуванням вищевказаного (6) набуває вигляду:

1) при $\Delta\rho C_{ip} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin \varphi_0 \cdot C_{ip} \cdot \frac{\Delta\rho}{H_0} \cdot \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2\omega}{\omega_m}\right)^2 + 1}} + 1 \right] \times \\ &\times \sqrt{1 + \left[\frac{1}{\frac{\omega_m}{2\omega} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} \cdot \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2} ; \\ \kappa_{ip2} &= \cos \varphi_0 \cdot C_{ip} \cdot \frac{\Delta\rho}{H_0} \cdot \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \cdot \left[\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2\omega}{\omega_m}\right)^2 + 1}} + 1 \right] \times \\ &\times \sqrt{1 + \left[\frac{1}{\frac{\omega_m}{2\omega} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} \cdot \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2} ; \\ \Psi_{ip1}^{GM} &= \Psi_{ip2}^{GM} = \arctg \left[\frac{1}{\frac{\omega_m}{2\omega} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} \cdot \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right] \end{aligned} \quad (9a)$$

2) при $\Delta\rho C_{ip} = 0$:

$$\begin{aligned} \kappa_{ip1} &= -\sin \varphi_0 \cdot R_1 L_{ip} \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} ; \\ \kappa_{ip2} &= \cos \varphi_0 \cdot R_1 L_{ip} \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} ; \Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (9b)$$

3) при $R_1 L_{ip} \neq 0$:

$$\kappa_{ip3} = R_1 \cdot L_{ip} \cdot \frac{\omega_m}{2\alpha\omega} \cdot \left[1 - \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{2\omega}{\omega_m}\right)^2 + 1}} \right] \times$$

$$\times \sqrt{1 + \left[\frac{1}{-\frac{\omega_m}{2\omega} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \cdot \frac{C_{ip}}{L_{ip}} - \alpha \right) \right]^2}; \quad (9B)$$

$$\Psi_{ip3}^{GM} = \arctg \left[\frac{1}{-\frac{\omega_m}{2\omega} + \sqrt{\left(\frac{\omega_m}{2\omega}\right)^2 + 1}} \cdot \left(\frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \cdot \frac{C_{ip}}{L_{ip}} - \alpha \right) \right]$$

Варіант №4 $R_1 L_{ip} = 1$ не розглядається, оскільки при ньому має місце невизначеність.

Післярезонансний режим роботи ($\omega \gg \omega_p$). Вираз (4) набуває вигляду:

$$|\zeta| = \frac{\omega}{\alpha(2\omega_0 + \omega_m)} \gg 1 \quad (10)$$

Підставимо (10) у (6):

1) при $\Delta\rho C_{ip} \neq 0$:

$$\kappa_{ip1} = -\sin\varphi_0 \cdot C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2 \right\}^{1/2}$$

$$\kappa_{ip2} = \cos\varphi_0 \cdot C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0} \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (11a)$$

$$\Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \arctg \left[\frac{\omega}{\omega_0 + \omega_m} \cdot \left(\frac{R_1 M_0}{\Delta\rho} \cdot \frac{L_{ip}}{C_{ip}} + \alpha \right) \right]$$

2) при $\Delta\rho C_{ip} = 0$:

$$\kappa_{ip1} = -\sin\varphi_0 \cdot L_{ip} \frac{R_1 M_0}{H_0} \frac{\omega_0}{\omega}; \kappa_{ip2} = \cos\varphi_0 \cdot L_{ip} \frac{R_1 M_0}{H_0} \frac{\omega_0}{\omega}; \Psi_{ip1}^{GM} = \Psi_{ip2}^{GM} = \frac{\pi}{2} \quad (11б)$$

3) при $R_1 L_{ip} \neq 0$:

$$\kappa_{ip3} = L_{ip} \cdot \frac{R_1 M_0}{H_0} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \left\{ 1 + \left[\frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \frac{C_{ip}}{L_{ip}} - \alpha \right) \right]^2 \right\}^{1/2}; \Psi_{ip3}^{GM} = \arctg \left[\frac{\omega}{\omega_0} \left(\frac{\Delta\rho}{R_1 M_0} \frac{C_{ip}}{L_{ip}} - \alpha \right) \right] \quad (11B)$$

4) при $R_1 L_{ip} = 0$:

$$\kappa_{ip3} = C_{ip} \frac{\Delta\rho}{H_0} \frac{\omega_0}{\omega}; \Psi_{ip3}^{GM} = \frac{\pi}{2} \quad (11г)$$

Цей режим є неефективним, оскільки різко зменшується магніторезистивна сприйнятливість.

Висновки

У сильних магнітних полях виділяють три режими роботи детектора: дорезонансний, резонансний та післярезонансний. Дорезонансний режим роботи можна використовувати, якщо є можливість знехтувати ефектом Хола. Післярезонансний режим є неефективним, і тому на практиці майже не використовується. Найбільш ефективним є резонансний режим роботи детектора, оскільки при цьому враховуються всі гальваноманітні явища у магніторезистивній плівці.

Література

1. Радіотехніка: Енциклопедичний навчальний довідник: Навч. Посібник / За ред. Ю.Л. Мазора, Є.А. Мачуського, В.І. Правди. – К.: Вища шк., 1999. – 838 с.
2. Юрченко О.Д., Вунтесмері В.С. Хвилевідний фазовий детектор, побудований на тонко плівковому магніторезистивному перетворювачі // Вісник НТУУ «КПІ». – Сер. Радіотехніка. Радіоапаратобудування. – 2007. – Вип. 34. – с. 123–129.
3. Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковський А.В «Обобщенное уравнение Ландау-Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах» // Успехи физических наук. – 2008. – Выпуск 4. – с. 436–442.
4. Крупицка С. — Физика ферритов и родственных им магнитных окислов (том 2). – М., 1976. – 504 с.
5. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М., "Наука", главная редакция физико-математической литературы. – 1987.
6. Seavey M.H. Galvanomagnetic effects in ferromagnetic resonance // J. Appl. Phys. – 1960. – p. 550.
7. Моносов Я. А., Нелинейный ферромагнитный резонанс. – М., 1971. – с. 422.

Юрченко О.Д., Біденко В.А. Магніторезистивний хвилевідний фазовий детектор у сильних магнітних полях. Розглянута робота магніторезистивного фазового детектора призначеного для роботи з сигналами НВЧ діапазону у сильних магнітних полях.

Ключові слова: фазовий детектор, НВЧ, магніторезистивні плівки

Юрченко А.Д., Біденко В.А. Магніторезистивний волноводний фазовий детектор в сильних магнітних полях. Рассмотрена работа магніторезистивного фазового детектора, призначеного для роботи з сигналами СВЧ діапазону в сильних магнітних полях.

Ключевые слова: фазовий детектор, СВЧ, магніторезистивні плівки

Iurchenko O.D., Bidenko V.A. The magnetoresistive waveguide phase detector in intense magnetic fields. Operation of the phase detector designed to work with microwave frequency signals in intense magnetic fields.

Key words: phase detector, microwave frequency, magnetoresistive film