УДК 539 143 43:538.13.001

ОБ АВТОКОЛЕБАНИЯХ ЧИСЕЛ ЗАПОЛНЕНИЯ МАГНОНОВ ПРИ АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ РЕЗОНАНСЕ

Н. П. Фокина

Автоколебания чисел заполнения неравновесных магнонов при антиферромагнитном резонансе (АФМР) рассмотрены вблизи бифуркации рождения предельного цикла. В частных случаях получены аналитические выражения для периодических решений, исследована их устойчивость. Автоколебания чисел заполнения магнонов экспериментально должны проявляться в осцилляциях поглощаемой при АФМР РЧ мощности.

В работах [1,2] было установлено, что при температурах ниже 0,92 К $\alpha\alpha$ дифенил—β пикрил—гидразил (ДФПГ) переходит в упорядоченное (антиферромагнитное) состояние и наблюдаемый сигнал магнитного резонанса на свободных радикалах является сигналом антиферромагнитного резонанса (АФМР). Далее [3] было обнаружено, что при понижении температуры ниже 0,8 К появлялись низкочастотные (0,1—1 Гц) осцилляции поглощаемой при АФМР мощности РЧ поля. Эти осцилляции были объяснены в работе [3] развитыми автоколебаниями (вдали от точки бифуркации рождения предельного цикла (ПЦ)) чисел заполнения неравновесных магнонов, оценен период развитых автоколебаний. Экспериментально наблюдаемые осцилляции хорошо описываются предложенной моделью. Однако представляет интерес рассмотреть поведение этой системы вблизи бифуркации рождения ПЦ, поскольку полученные результаты, очевидно, также могут быть проверены экспериментально путем наблюдения АФМР при изменении мощности РЧ поля, и дать информацию о параметрах магнонной системы.

Воспользуемся уравнениями работы [3] для n_0 и n_k — отклонений от равновесных значений чисел заполнения 0 и k-магнонов, — вырожденных по энергии:

$$\tau_s\dot{n}_0 = (n_k - n_0) + \alpha[(\delta + pn_k - n_0)^2 + \nu^2]^{-1} \equiv f_1(n_0, n_k)\,,$$
$$\tau_s\dot{n}_k = a[n_0 - (1+v)n_k] \equiv f_2(n_0, n_k)\,, \tag{1}$$

где $\delta = [\omega - \Omega_1(0)]/C_0$ — безразмерная расстройка частоты РЧ поля ω относительно равновесной частоты АФМР $\Omega_1(0)$, C_0 и C_k — сдвиги резонансной частоты на один магнон соответствующей ветви, имеющие разные знаки [3], $p = -C_k/C_0 > 0$, $C_0\nu$ — ширина резонансной линии (далее будем считать $C_0 > 0$, $\nu > 0$), $\alpha = \omega_1^2\tau_s\nu/C_0$, ω_1 — амплитуда РЧ поля в частотных единицах, $v = \tau_s/a\tau_t$, τ_s и τ_t — времена двухмагнонной релаксации и релаксации в термостат, a — отношение плотностей состояний ветвей в интервале $C_0\nu$ вблизи $\Omega_1(0)$. Уравнения (1) описывают следующие процессы [3]: РЧ поле возбуждает однородную прецессию спинов, т. е. создает магноны с волновым вектором $k=0$. В результате двухмагнонной релаксации (характеризующейся временем τ_s) полученная ими энергия передается вырожденным с ними по энергии магнонам с $k \neq 0$, принадлежащим другой ветви; k-магноны релаксируют в термостат с временем τ_t. Ситуация осложняется тем, что из-за четырехмагнонных процессов в антиферромагнетике резонансная частота 0-магнонов сдвинута относительно $\Omega_1(0)$ на величину $C_0 n_0 \mp C_k n_k$, представляющую собой динамический сдвиг частоты АФМР. Наличие этого сдвига приводит к нелинейности системы уравнений (1), которая обусловливает ее интересное бифуркационное поведение.

Для того чтобы изучить это поведение, выберем α (величину, характеризующую мощность РЧ поля) управляющим параметром, т. е. параметром, который можно изменять извне и следить за эволюцией системы. Следуя [4,5], для исследования типа и устойчивости стационарных решений системы уравнений (1) построим матрицу Якоби этой системы, определяемую следующим образом:

$$J(\alpha)=J(\bar{n}_0(\alpha),\ \bar{n}_k(\alpha);\ \alpha)= \\ =\begin{pmatrix} \dfrac{\partial f_1}{\partial n_0} & \dfrac{\partial f_1}{\partial n_k} \\ \dfrac{\partial f_2}{\partial n_0} & \dfrac{\partial f_2}{\partial n_k} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где производные взяты при стационарных решениях уравнений (1) $\bar{n}_0$ и $\bar{n}_k$. Из (1) следует, что $\bar{n}_0$ и $\bar{n}_k$ связаны между собой соотношением

$$\bar{n}_0=(1+v)\bar{n}_k. \tag{3}$$

С учетом (3) элементы матрицы Якоби для системы (1) получаются равными:

$$A=-1+\frac{2\alpha(\delta+\lambda\bar{n}_k)}{[(\delta+\lambda\bar{n}_k)^2+\nu^2]^2},$$

$$B=-1-\frac{2p\alpha(\delta+\lambda\bar{n}_k)}{[(\delta+\lambda\bar{n}_k)^2+\nu^2]^2},$$

$$C=a,\quad D=-a(1+v),\quad \lambda=p-1-v.$$

Тип и устойчивость решений (1) определяются собственными значениями матрицы (2), удовлетворяющими уравнению

$$\Lambda^2-(A+D)\Lambda+(AD-BC)=0. \tag{4}$$

В общем случае (4) имеет комплексно-сопряженные корни:

$$\Lambda_1(\alpha)=\Lambda_2^*(\alpha)=\varkappa(\alpha)+i\omega(\alpha).$$

Согласно теореме Хопфа [4], автономная система обыкновенных дифференциальных уравнений имеет семейство периодических решений, если существует бифуркационное значение управляющего параметра α_c, при котором

$$\varkappa(\alpha_c)=0,\quad \omega(\alpha_c)\equiv\omega_0>0, \\ \varkappa'(\alpha)\big|_{\alpha=\alpha_c}\neq 0. \tag{5}$$

Условие $\varkappa(\alpha_c)=0$ для нашей системы имеет вид

$$\frac{2\alpha_c[\delta+\lambda\bar{n}_k(\alpha_c)]}{[(\delta+\lambda\bar{n}_k(\alpha_c))^2+\nu^2]^2}=\frac{v}{U}, \tag{6}$$

где

$$U=v[1+a(1+v)]^{-1}.$$

Так как в общем случае зависимость $\bar{n}_k(\alpha)$ громоздка, рассмотрим частный случай $\delta=0$, а также, следуя [3], специфический случай, когда $\lambda=0$*. Когда частота РЧ поля совпадает с равновесной резонансной частотой $\Omega_1(0)$ $(\delta=0)$, стационарное решение (1)

$$\bar{n}_k=\left\{\frac{a}{2\lambda^2 v}+\sqrt{d}\right\}^{1/3}+\left\{\frac{a}{2\lambda^2 v}-\sqrt{d}\right\}^{1/3},$$

$$d=\frac{1}{27}\frac{\nu^6}{\lambda^6}+\frac{1}{4}\frac{a^2}{\lambda^4 v^2}. \tag{7}$$

Совместное решение при $\delta=0$ уравнений

$$f_1(n_0, n_k)=0, \quad f_2(n_0, n_k)=0, \quad \varkappa(\alpha)=0$$

дает следующее бифуркационное значение α_c:

$$\alpha_c=\frac{2vU\nu^3}{\sqrt{\lambda}(2U-\lambda)^{3/2}}, \tag{8}$$

которому соответствует стационарное решение

$$\bar{n}_{kc}=\frac{\nu}{\sqrt{\lambda(2U-\lambda)}}. \tag{9}$$

Так как параметры α, v, U, ν, по определению, положительны, то, как видно из (8), α_c имеет смысл только при $0<\lambda<2U$, что будем считать выполненным в дальнейшем. Величина

$$\varkappa(\alpha)=\frac{\nu^2 v^2}{\lambda}\left(\frac{\bar{n}_{kc}}{\alpha_c}-\frac{\bar{n}_k}{\alpha}\right)$$

отрицательна при $\alpha<\alpha_c$ и положительна при $\alpha>\alpha_c$. Следовательно, стационарное решение (7) устойчиво при $\alpha<\alpha_c$ и неустойчиво при $\alpha>\alpha_c$. Поскольку при $\alpha=\alpha_c$

$$\varkappa(\alpha_c)=0, \quad \omega_0=\sqrt{av(1+\lambda/U)}\neq 0,$$

$$\varkappa'(\alpha_c)=\frac{v}{2U\alpha_c}\frac{2U-\lambda}{U+\lambda}\neq 0,$$

то условия теоремы Хопфа выполнены и при $\alpha=\alpha_c$ происходит бифуркация рождения ПЦ. Для построения периодических решений и исследования их устойчивости воспользуемся рецептом, изложенным в [4]. Запишем матрицу Якоби при $\alpha=\alpha_c$:

$$J(\alpha_c)=\begin{pmatrix} a(1+v) & 1-pv/U \\ a & -a(1+v) \end{pmatrix}\equiv\begin{pmatrix} A_c & B_c \\ C_c & D_c \end{pmatrix}. \tag{10}$$

Ее собственному значению

$$\Lambda_1=i\sqrt{av(1+\lambda/U)}\equiv i\omega_0$$

соответствует собственный вектор

$$V_1=\begin{pmatrix} 1 \\ \dfrac{-A_c+i\omega_0}{B_c} \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Приведем систему (1) к нормальной форме Пуанкаре с помощью замены переменных

$$x=\bar{x}(\alpha_c)+Py, \tag{12}$$

---

* При произвольных значениях параметров задачу можно исследовать с использованием ЭВМ, применив программу BIFOR 2, приведенную в [4]

где

$$x = \begin{pmatrix} n_0 \\ n_k \end{pmatrix}, \qquad P = (\mathrm{Re}\, V_1, -\mathrm{Im}\, V_1) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\dfrac{A_c}{B_c} & -\dfrac{\omega_0}{B_c} \end{pmatrix}.$$

Система (1) в переменных y имеет вид

$$\tau_s \dot{y}_1 = F_1(y_1, y_2), \quad \tau_s \dot{y}_2 = F_2(y_1, y_2),$$

где

$$F_1(y_1, y_2) = -v\bar{n}_{kc} - \left(1 + \frac{A_c}{B_c}\right) y_1 - \frac{\omega_0}{B_c} y_2 +$$
$$+ \alpha_c \left\{\left[\lambda \bar{n}_{kc} - \left(1 + \frac{pA_c}{B_c}\right) y_1 - \frac{\omega_0 p}{B_c} y_2\right]^2 + \nu^2\right\}^{-1}, \tag{13}$$
$$F_2(y_1, y_2) = -\frac{A_c}{\omega_0} F_1(y_1, y_2) -$$
$$-\frac{B_c A_c}{\omega_0} \left\{\left(1 + \frac{(1+v) A_c}{B_c}\right) y_1 + \frac{\omega_0 p}{B_c} y_2\right\}.$$

В этих же переменных матрица Якоби в нуле ($y_1 = y_2 = 0$) будет иметь вид

$$\frac{\partial F}{\partial y}(0) = \begin{pmatrix} 0 & -\omega_0 \\ \omega_0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Вычисляя производные функций $F_1(y_1, y_2)$ и $F_2(y_1, y_2)$ до третьего порядка включительно, далее по формулам, приведенным в [4], находим величины μ_2, β_2, τ_2, с помощью которых можно построить периодическое решение вблизи границы устойчивости [4]:

$$x(t, \alpha) = \bar{x}(\alpha_c) + \left[\frac{\alpha - \alpha_c}{\mu_2}\right]^{1/2} \mathrm{Re}(e^{2\pi i t/T} V_1) + O(\alpha - \alpha_c), \tag{14}$$

где период равен

$$T(\alpha) = \frac{2\pi}{\omega_0} \left\{1 + \tau_2 \left(\frac{\alpha - \alpha_c}{\mu_2}\right) + O[(\alpha - \alpha_c)^2]\right\}. \tag{15}$$

Показатель Флоке, определяющий устойчивость периодического решения, записывается в виде

$$\beta(\alpha) = \beta_2(\alpha - \alpha_c)/\mu_2 + O[(\alpha - \alpha_c)^2]. \tag{16}$$

Если $\beta(\alpha) < 0$ (это условие вблизи границы устойчивости стационарного решения совпадает с $\beta_2 < 0$), решение (14) орбитально асимптотически устойчиво; если же $\beta_2 > 0$, оно неустойчиво. Для функций (13) величина μ_2 оказывается равной

$$\mu_2 = K^2 \left\{\frac{\lambda\nu(2\lambda - U)}{(1 + \lambda/U)\sqrt{2U - \lambda}} - 6v\sqrt{av\lambda}\,(1 + \lambda/U)(\lambda - U)\right\}, \tag{17}$$

где K^2 — положительный множитель. Величина β_2, связанная с μ_2 соотношением $\beta_2 = -2\mu_2 \varkappa'(\alpha_c)$, имеет знак, противоположный μ_2. С другой стороны, из (14) видно, что при $\alpha < \alpha_c$ периодическое решение существует, если $\mu_2 < 0$. Но, учитывая, что тогда $\beta_2 > 0$, заключаем, что оно неустойчиво. Аналогично при $\alpha > \alpha_c$ ПЦ существует при $\mu_2 > 0$ и, так как $\beta_2 < 0$, он устойчив. Таким образом, если $\mu_2 > 0$, т. е. выполняется условие

$$\nu\sqrt{\lambda}(2\lambda-U)>6v\{av(1+\lambda/U)^3(2U-\lambda)\}^{1/2}(\lambda-U) \tag{18}$$

и мощность РЧ накачки в начальный момент такова, что $\alpha<\alpha_c$ и затем при увеличении мощности α проходит значение α_c, стационарное решение (7) теряет устойчивость и рождается устойчивый ПЦ. Это означает, что система совершает лишь малые колебания вблизи границы устойчивости (граница безопасная, по терминологии Баутина [6]). Периодическая зависимость чисел заполнения магнонов от времени приводит к автомодуляции поглощаемой при АФМР РЧ мощности, что может наблюдаться экспериментально [3]. При обратном изменении параметра α (уменьшении РЧ мощности) область неустойчивости, находящаяся внутри устойчивого ПЦ, стягивается в точку, система возвращается в состояние равновесия, т. е. поведение обратимо. Если же $\mu_2<0$, т. е. неравенство (18) заменяется на противоположное, и если в начальный момент $\alpha>\alpha_c$, а затем α, уменьшаясь, проходит значение α_c, возникает неустойчивый ПЦ. Следовательно, при $\alpha<\alpha_c$ одновременно существуют устойчивое стационарное решение и неустойчивый ПЦ. Наличие неустойчивого периодического решения приводит к тому, что возмущение с амплитудой, большей $\{(\alpha-\alpha_c)/\mu_2\}^{1/2}\times\times|V_1|$, сделает движение системы неуправляемым. В этом случае при обратном изменении α система не возвращается в состояние равновесия—она ведет себя необратимо. Приведем явный вид устойчивого периодического решения при $\lambda=U\gg1$ в случае, когда $av\ll1$, $\nu\ll1$:

$$n_0(t)=\frac{\nu v}{U}+\frac{2v}{U\nu}\left[\sqrt{2av}\left(\alpha-\frac{2v\nu^3}{U}\right)\right]^{1/2}\cos\frac{2\pi t}{T(\alpha)},$$

$$n_k(t)=\frac{\nu}{U}-\frac{2av}{\nu(U+v)}\left[\sqrt{2av}\left(\alpha-\frac{2v\nu^3}{U}\right)\right]^{1/2}\times \tag{19}$$

$$\times\left\{\cos\frac{2\pi t}{T(\alpha)}+\frac{2}{\sqrt{av}}\sin\frac{2\pi t}{T(\alpha)}\right\},$$

где период равен

$$T(\alpha)=\frac{2\pi}{\sqrt{2av}}\left[1+\frac{7}{48\nu^4}\sqrt{\frac{2}{av}}\left(\alpha-\frac{2v\nu^3}{U}\right)\right] \tag{20}$$

и быстро растет при увеличении α. Сравнивая полученные результаты с экспериментальными данными [3], заметим, что при изменении λ от 0 до $2U$ частота автоколебаний при $\alpha=\alpha_c$ (величина ω_0) увеличивается от $\sqrt{av}$ до $\sqrt{3av}$. Это согласуется с тем, что на эксперименте наблюдалось увеличение частоты автоколебаний при понижении температуры и ухудшении контакта образца с гелиевой ванной*, т. е. при уменьшении обратного коэффициента магнонного узкого горла v (увеличении λ).

Суммируя результаты в случае $\delta=0$, приходим к выводу, что если частота РЧ поля равна равновесной частоте АФМР и при увеличении мощности накачки появляются осцилляции поглощаемой образцом мощности, исчезающие при уменьшении мощности, то имеет место мягкое возбуждение ($\mu_2>0$). По величинам порогового значения управляющего параметра α_c, периода и амплитуды автоколебаний и зависимости от α последних вблизи $\alpha=\alpha_c$ можно оценить параметры магнонной системы a, v, ν, λ. Дополнительную информацию несет также условие (18), нарушение которого ведет к жесткому возбуждению при уменьшении параметра α от $\alpha>\alpha_c$ к $\alpha<\alpha_c$.

Аналогично легко также рассмотреть случай $\lambda=0$. Предварительно сделаем следующее замечание. Как показано в [3], необходимым ус-

* В условиях экспериментов [3] решетка быстро приходила в равновесие с k-магнонами и роль времени τ_t играла релаксация «образец — гелиевая ванна».

ловием возникновения автоколебаний является неотрицательность λ. Физически это условие можно понять следующим образом. Величина λ характеризует стационарный сдвиг частоты АФМР, создаваемый РЧ накачкой и равный $C_0\bar{n}_0+C_k\bar{n}_k=-C_0\lambda\bar{n}_k$. При $\lambda>0$ накачка уменьшает стационарную резонансную частоту, которая в условиях сильного сдвига ($\nu\ll1$) становится значительно меньше частоты РЧ поля ($\omega>\Omega_1(0)-C_0\lambda\bar{n}_k$), и РЧ поле передает магнонам энергию, необходимую для автоколебаний*. Процессы релаксации играют роль возвращающей силы. Когда α превышает α_c, стационарное решение становится неустойчивым и возникают автоколебания. Условие $\lambda=0$ означает, что стационарный сдвиг частоты АФМР равен нулю, но при определенных α и δ (как будет показано ниже, при $\alpha>\alpha_c$ и $\delta>0$) также происходит периодическая передача энергии РЧ поля магнонам (так как $\omega>\Omega_1(0)$). Поскольку λ для данного образца зависит от температуры, то равенство $\lambda=0$ определяет бифуркационное значение температуры, условие его выполнения можно достичь, понижая температуру и увеличением α при $\delta>0$ добиваясь осцилляции поглощаемой мощности. В самом деле, на эксперименте [3] при понижении температуры осцилляции возникали пороговым образом (при 0,8 К). С другой стороны, размельчение образца, ведущее к улучшению контакта «образец—гелиевая ванна», т. е. к сильному уменьшению τ_t ($v\to\infty$, $\lambda<0$), приводило к исчезновению осцилляций. После сделанных замечаний перейдем к рассмотрению случая $\lambda=0$. Стационарное решение (1) в этом случае равно

$$\bar{n}_k=\frac{a}{\nu(\delta^2+\nu^2)},\quad \bar{n}_0=(1+v)\bar{n}_k. \tag{21}$$

Из (6) сразу находим бифуркационное значение α:

$$\alpha_c=\frac{v(\delta^2+\nu^2)^2}{2U\delta}. \tag{22}$$

Из (22) видно, что α может достигать своего бифуркационного значения только в случае $\delta>0$, что и будем предполагать выполненным. Так как в данном случае

$$\varkappa(\alpha)=\frac{\delta}{(\delta^2+\nu^2)^2}(\alpha-\alpha_c), \tag{23}$$

то стационарное решение (21) устойчиво при $\alpha<\alpha_c$ и неустойчиво при $\alpha>\alpha_c$. При $\alpha=\alpha_c$ имеем

$$\varkappa(\alpha_c)=0,\quad \omega_0=\sqrt{av}\neq0,\quad \varkappa'(\alpha_c)=\frac{\delta}{(\delta^2+\nu^2)^2}\neq0,$$

следовательно, происходит рождение ПЦ. Все формулы для производных функций $F_1(y_1,y_2)$ и $F_2(y_1,y_2)$, вычисленные для $\delta=0$, остаются в силе с заменой $\lambda\bar{n}_{kc}\to\delta$ и новым $\omega_0=\sqrt{av}$. Величины μ_2, β_2, τ_2 имеют вид

$$\mu_2=-\frac{3}{4}\,\frac{\delta^2-\nu^2}{\delta}\,\frac{v[1+a(1+v)]}{v+a(1+v)^2}; \tag{24}$$

$$\beta_2=-2\mu_2\frac{\delta}{(\delta^2+\nu^2)^2}, \tag{25}$$

$$\tau_2=-\frac{1}{36av}\,\frac{v^2(3\delta^2-\nu^2)^2}{U^2\delta^2(\delta^2+\nu^2)^2}\,\frac{v}{1+a(1+v)^2}\times$$

* В разобранном выше случае $\delta=0$ имели $\omega=\Omega_1(0)>\Omega_1(0)-C_0\lambda\bar{n}_k$.

$$\times\left\{1-\frac{7}{3}\frac{v}{v+a(1+v)^2}\right\}.$$

Из (24) и (25) видно, что при $\delta^2>\nu^2$ имеем $\mu_2<0$ и $\beta_2>0$. Следовательно, периодическое решение существует при $\alpha<\alpha_c$, и оно неустойчиво. Если же $\delta^2<\nu^2$, то $\mu_2>0$ и $\beta_2<0$, из чего следует, что ПЦ существует при $\alpha>\alpha_c$ и он устойчив. Таким образом, насыщение с положительной расстройкой, меньшей ширины линии, приводит при увеличении амплитуды РЧ поля и прохождении ею бифуркационного значения лишь к малым колебаниям около стационарного решения. Насыщение с положительной расстройкой, большей ширины линии, при уменьшении амплитуды РЧ поля от значений, соответствующих $\alpha>\alpha_c$, к значениям, соответствующим $\alpha<\alpha_c$, может увести систему далеко от стационарного решения. Периодическое решение, справедливое при $(\alpha_c-\alpha)\times\times(\delta^2-\nu^2)>0$, но доступное наблюдению практически только при $\alpha>\alpha_c$, $\delta^2<\nu^2$, в случае $v\gg 1$ имеет вид

$$n_0(t)=\frac{v(\delta^2+\nu^2)}{2U\delta}+\left[\frac{\alpha_c-\alpha}{\delta^2-\nu^2}\,\frac{4}{3}\,\delta\right]^{1/2}\cos\frac{2\pi t}{T(\alpha)},$$

$$n_k(t)=\frac{\delta^2+\nu^2}{2U\delta}-\left[\frac{\alpha_c-\alpha}{\delta^2-\nu^2}\,\frac{4}{3}\,\delta\right]^{1/2}\times$$

$$\times\frac{av}{1-v^2/U}\left\{\cos\frac{2\pi t}{T(\alpha)}+\frac{1}{\sqrt{av}}\sin\frac{2\pi t}{T(\alpha)}\right\},$$

где период автоколебаний определяется выражением

$$T(\alpha)=\frac{2\pi}{\sqrt{av}}\left[1+\frac{\alpha_c-\alpha}{\delta^2-\nu^2}\,\frac{(1+av)(3\delta^2-\nu^2)^2}{24av\delta(\delta^2+\nu^2)^2}\times\right.$$

$$\left.\times\left(1-\frac{7}{3}\,\frac{1}{1+av}\right)\right].$$

Если $av\ll 1$, $T(\alpha)$ увеличивается с ростом α и наоборот. Отметим, что сравнение параметров осцилляций вблизи бифуркации рождения ПЦ, наблюдаемых при $\delta=0$ и $\lambda=0$, также позволит получить определенную информацию о количественных характеристиках магнонной системы в антиферромагнитном состоянии.

В заключение автор выражает признательность Л. Л. Буишвили за обсуждение результатов и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1 Прохоров А М, Федоров В Б — ЖЭТФ, 1962, 43, вып. 6, с. 2105.
2 Тейтельбаум Г Б, Харахашьян Э Г, Хлебников С Я, Зенин А Г — Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, вып 11, с 579
3. Kharahash'yan E. G., Khlebnikov S. Y., Teitelbaum G. B — Solid State Commun., 1985, 53, № 2, p. 133.
4 Хэссард Б, Казаринов Н, Вэн И Теория и приложения бифуркации рождения цикла — М Мир, 1985, гл 1, 2 — 280 с
5 Андронов А А, Витт А. А, Хайкин С Э Теория колебаний — М.· Наука, 1981, гл 6 — 568 с.
6 Баутин Н. Н Поведение динамических систем вблизи границ устойчивости — М. Наука, 1984, гл 2 — 176 с.

Тбилисский государственный университет

Поступила в редакцию 24 марта 1986 г

ABOUT AUTOOSCILLATIONS OF THE MAGNON OCCUPATION NUMBERS AT ANTIFERROMAGNETIC RESONANCE

N. P. Fokina

Autooscillation of the occupation numbers of the nonequilibrium magnons at antiferromagnetic resonance are investigated theoretically near bifurcation of limiting cycle birth. The analytical expressions for periodical solutions are received in proper cases and their stability is investigated. Autooscillations of occupation numbers of magnons must manifest themselves experimentally in oscillations of radio frequency power, being absorbed by an antiferromagnet.