

ИЗЛУЧЕНИЕ ФЕРРИМАГНИТНЫХ СИСТЕМ

В. М. Файн

Рассмотрен вопрос об излучении ферримагнитных систем вблизи точки компенсации.

В работах [1-3] было показано, что при адиабатическом перемагничивании ферромагнитного или парамагнитного образца возникает когерентное спонтанное излучение с частотой, соответствующей ферромагнитному (парамагнитному) резонансу:

Представляет интерес рассмотреть вопрос о поведении ферримагнитных систем в присутствии внешнего переменного магнитного поля. Как будет видно из дальнейшего, используя такие системы, можно получить излучение с частотой, большей той, которая получается при перемагничивании обычного ферромагнетика. Таким образом, ферримагнитные системы могут представлять интерес с точки зрения освоения более высоких частот.

1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Если ферримагнетик состоит из двух подрешеток с векторами намагниченности M_1 и M_2 , то уравнения движения будут иметь вид:

$$\dot{M}_1 = \gamma_1 [M_1, H_1]; \quad \dot{M}_2 = \gamma_2 [M_2, H_2], \quad (1)$$

где

$$H_1 = H_0 + H_{1A} + H_{1E}, \quad H_2 = H_0 + H_{2A} + H_{2E}$$

(H_0 —внешнее магнитное поле, H_{1A} , H_{2A} —поля анизотропии, действующие соответственно в первой и второй подрешетках, H_{1E} и H_{2E} —поля обменных сил, γ_1 , γ_2 —гиромагнитные отношения).

В уравнениях (1) не учтено затухание. Учет силы радиационного трения проводится таким же образом, как это сделано в работе Гинзбурга [4] (см. также [3]). В результате оказывается, что внешнее магнитное поле H_0 нужно заменить на

$$H = H_0 - \frac{4\omega_m}{3\pi c^3} \ddot{\mu} + \frac{2}{3c^3} \ddot{\mu} = H_0 - \frac{4\omega_m V}{3\pi c^3} \ddot{M} + \frac{2V}{3c^3} \ddot{M}, \quad (2)$$

где $\mu = \int_V (M_1 + M_2) dV = MV$ — полный магнитный момент образца, $\omega_m \approx c/R$, где R — радиус образца или величина порядка линейных размеров образца. Диссипацию дает третий член в выражении (2). Второй член — консервативный и обуславливает некоторый сдвиг частоты [5]. В настоящей работе мы этот член учитывать не будем.

Сейчас рассмотрим более подробно случай без учета поля анизотропии.

Воспользовавшись тем, что поля обменных сил имеют вид

$$H_{1E} = \lambda M_2; \quad H_{2E} = \lambda M_1$$

(где λ — постоянная молекулярного поля), уравнения (1) можно записать при $H_{1A} = H_{2A} = 0$ в виде:

$$\dot{M}_1 = \gamma_1 [M_1, H + \lambda M_2]; \quad \dot{M}_2 = \gamma_2 [M_2, H + \lambda M_1]. \quad (3)$$

Если перейти к новым переменным $M = M_1 + M_2$ и $S = M_1/\gamma_1 + M_2/\gamma_2 \equiv S_1 + S_2$, которые имеют смысл полной намагниченности и плотности полного спина системы, то уравнения (3) можно записать в виде:

$$\dot{M} = -\gamma_1 \gamma_2 \left[S, H_0 + \lambda M + \frac{2V}{3c^3} \ddot{M} \right] + (\gamma_1 + \gamma_2) \dot{S}; \quad (4)$$

$$S = \left[M, H_0 + \frac{2V}{3c^3} \dot{M} \right]. \quad (5)$$

Нетрудно убедиться, что уравнения (4)–(5) имеют следующие интегралы движения:

$$MS - \gamma_0 S^2 = C_1; \quad M^2 - \gamma_1 \gamma_2 S^2 = C_2 \quad (6)$$

или

$$M_1 = \text{const}; \quad M_2 = \text{const}; \quad (6a)$$

$$S_1 = \text{const}; \quad S_2 = \text{const},$$

где $\gamma_0 = (\gamma_1 + \gamma_2)/2$.

Без учета диссипации имеется интеграл энергии

$$U = - (H_0 M) - \frac{\gamma_1 \gamma_2 \lambda}{2} S^2. \quad (7)$$

В дальнейшем нам понадобятся уравнения (4)–(5) в безразмерном виде. Сделаем следующую замену переменных:

$$\tau = \omega_0 t; \quad \omega_0 = |\gamma H_0|; \quad H_0 = H_0 h; \quad M = \tilde{M}_0 m;$$

$$S = \tilde{S}_0 s; \quad \tilde{M}_0 = |M_1| + |M_2|; \quad \tilde{S}_0 = -(|S_1| + |S_2|);$$

$$|\gamma| = \frac{|\tilde{M}_0|}{|\tilde{S}_0|}; \quad \frac{d}{dt} = \omega_0 \frac{d}{d\tau}; \quad \frac{d^3}{dt^3} = \omega_0^3 \frac{d^3}{d\tau^3}.$$

В новых безразмерных переменных уравнения (4)–(5) принимают вид:

$$\dot{m} = - [s, \alpha_1 m + \alpha_2 h + \alpha_3 \ddot{m}] + \alpha_4 \dot{s}; \quad (8)$$

$$\dot{s} = - [m, h + (\alpha_3/\alpha_2) \ddot{m}], \quad (9)$$

где

$$\alpha_1 = \gamma_1 \gamma_2 \lambda \tilde{S}_0 / \omega_0; \quad \alpha_2 = \gamma_1 \gamma_2 \tilde{S}_0 / |\dot{\gamma}| \tilde{M}_0 = -\gamma_1 \gamma_2 / |\gamma|^2;$$

$$\alpha_3 = 2\gamma_1 \gamma_2 \tilde{S}_0 \omega_0^2 V / 3c^3; \quad \alpha_4 = -(\gamma_1 + \gamma_2) / |\gamma|.$$

2. ПРОЦЕСС ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТСУТСТВИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Сейчас мы рассмотрим случай, представляющий, быть может, только методический интерес. Это случай, когда внешнего магнитного поля нет, а система возбуждена, так что она способна излучать.

Без диссипации в отсутствие магнитного поля уравнения (4)–(5) принимают вид:

$$\dot{M} = -\gamma_1 \gamma_2 \lambda [\dot{S}, M]; \quad \dot{S} = 0. \quad (10)$$

Эти уравнения описывают прецессию M относительно постоянного вектора спина S с частотой

$$\omega_c = \gamma_1 \gamma_2 \lambda S. \quad (11)$$

Эту же частоту легко получить из квантовых соображений. В отсутствие магнитного поля гамильтониан системы имеет вид:

$$H = -\lambda M_1 M_2 = -\lambda \gamma_1 \gamma_2 S_1 S_2 = -\frac{\lambda \gamma_1 \gamma_2}{2} \{S(S+\hbar) - S_1(S_1+\hbar) - S_2(S_2+\hbar)\}. \quad (12)$$

Частота излучения, соответствующая переходам $\Delta S = \hbar$ ($\Delta S_1 = \Delta S_2 = 0$), равна

$$\omega = \frac{H_{S-\hbar} - H_S}{\hbar} = -\frac{\gamma_1 \gamma_2 \lambda}{2\hbar} \{(S-\hbar)S - S(S+\hbar)\} = \gamma_1 \gamma_2 \lambda S.$$

Радиационное торможение можно получить из энергетических соображений:

$$-\frac{dH}{dt} = \frac{2}{3c^3} (\ddot{M})^2. \quad (13)$$

Это же уравнение можно получить из (4), (5) (при $H_0 = 0$), считая затухание слабым. Подставим в правую часть (13) \ddot{M} из уравнения (10) (при этом мы пренебрегаем членами порядка $1/c^2$, что эквивалентно пренебрежению в уравнении (13) членами порядка $(1/c^2)^2$). Тогда

$$\ddot{M} = \gamma_1 \gamma_2 \lambda [\dot{M}, S] = (\gamma_1 \gamma_2 \lambda)^2 [M, S]S = -(\gamma_1 \gamma_2 \lambda)^2 \{MS^2 - S(MS)\};$$

$$(\ddot{M})^2 = (\gamma_1 \gamma_2 \lambda)^4 \{M^2 S^4 - S^2 (MS)^2\}.$$

Далее мы воспользуемся интегралами (6):

$$M^2 = C_2 + \gamma_1 \gamma_2 S^2; \quad (MS) = C_1 + \gamma_0 S^2.$$

После подстановки получаем:

$$(\ddot{M})^2 = (\gamma_1 \gamma_2 \lambda)^4 \{-C_1 S^2 + (C_2 - 2C_1 \gamma_0) S^4 + (\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_0^2) S^6\}.$$

После замены $S^2 = u$ уравнение (13) приобретает вид:

$$\frac{du}{dt} = \frac{4(\gamma_1 \gamma_2 \lambda)^3}{3c^3} \{-C_1^2 u + (C_2 - 2C_1 \gamma_0) u^2 + (\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_0^2) u^3\}. \quad (14)$$

Это уравнение описывает процесс излучения при возбуждении ферромагнетика на обменной частоте. Как видно из (6), (11) и (14), наряду с изменением угла между M и S происходит изменение частоты, которая пропорциональна \sqrt{u} .

Мы не будем сейчас проводить дальнейший анализ уравнения (14) (которое легко решается в элементарных функциях), так как пока неизвестны способы возбуждения излучения на частоте ω_c^* .

3. ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

Если воспользоваться уравнениями (1), то в линейном приближении, когда магнитный момент почти параллелен (антипараллелен) магнитному полю H_0 , можно получить следующие собственные частоты системы [6]:

* Если, конечно, не считать тривиального способа возбуждения излучением с той же частотой ω_c .

$$\omega = \gamma_0 H_0 + \delta H_A + \frac{1}{2} \lambda \gamma_1 \gamma_2 S \pm \left\{ (\gamma_0 H_A + \delta H_0) [\gamma_0 H_A + \delta H_0 - \right. \\ \left. - \lambda \gamma_1 \gamma_2 (S_1 - S_2)] + \frac{1}{4} \lambda^2 \gamma_1^2 \gamma_2^2 S^2 \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

где $\delta = (\gamma_1 - \gamma_2)/2$ и $H_A = |H_{1A}| = -|H_{2A}|$.

Рассмотрим это выражение вблизи точки компенсации $S = S_1 + S_2 = 0$. В этом случае выражение (15) принимает вид:

$$\omega = \gamma_0 H_0 + \delta H_A \pm \sqrt{(\gamma_0 H_A + \delta H_0) [\gamma_0 H_A + \delta H_0 + 2\lambda \gamma_1 \gamma_2 S_2]} \approx \\ \approx \gamma_0 H_0 + \delta H_A \pm \sqrt{(\gamma_0 H_A + \delta H_0) H_E}, \quad (16)$$

где $H_E = 2\lambda \gamma_1 \gamma_2 S_2 \gamma_0$ — напряженность молекулярного поля (поля обменных сил) и $|H_E| \gg |\gamma_0 H_A + \delta H_0|$, что обычно имеет место.

Из выражения (16) видно, что при инверсии магнитного поля подкоренное выражение становится отрицательным, если выполнено условие

$$|\gamma_0 H_A| < |\delta H_0|. \quad (17)$$

Тогда система становится неустойчивой, компоненты магнитного момента начинают экспоненциально возрастать.

Заметим, что при инверсии поля в когеретроне [1-3] компоненты магнитного момента также возрастают. Однако там это связано с диссипативным механизмом; здесь же мы пока диссипации вообще не учитывали. Такое возрастание обеспечивается только консервативными членами, которые по порядку величин много больше диссипативных; поэтому возрастание идет гораздо быстрее. В самом деле, показатель экспоненты имеет порядок

$$\sqrt{(\gamma_0 H_A + \delta H_0) \gamma_0 H_E} \equiv \gamma H_{\text{экрб}}.$$

При $H_A + (\delta/\gamma_0) H_0 \approx 10^3$ эрстед и $H_E \approx 10^7$ эрстед эквивалентное магнитное поле $H_{\text{экрб}} \approx 10^5$ эрстед.

При таком быстром нарастании скоро нарушается применимость линейного приближения. Поэтому необходимо найти решение соответствующих нелинейных уравнений. Было проведено численное решение уравнений (8) — (9) (без поля анизотропии). Так как $H_A = 0$ в этих уравнениях, то возрастание магнитного момента получается сразу после смены знака H_0 . Результаты численного расчета приведены на рис. 1—7.

При решении уравнений (8) — (9) были выбраны следующие значения параметров и начальных условий (рис. 1, 2): $\sigma_1 = H_E / H_0 = 1280$; $\alpha_2 = -1,5$; $\alpha_3 = 0$; $\alpha_1 = 2,5$; $\mathbf{h} = (0, \sin \beta t, 0)$; $\beta = 1$; $m_3 = s_3 = 2^{-7}$ (необходимо задать какое-то достаточно малое произвольное возмущение);

$$m_2 = -|\gamma_1 - \gamma_2| / 2|\gamma| = -\sqrt{\alpha_4^2 + 4\alpha_2} / 2 = -0,25; \quad s_2 = 0; \quad m_1 = s_1 = 0.$$

В этом решении не учтена диссипация.

Численные решения при учете диссипации проводились при тех же начальных условиях и значениях параметров (кроме α_3 , определяющего диссипацию и равного соответственно -2^{-21} , -2^{-17} , -2^{-15} , -2^{-14} *). Графики с $\alpha_3 = -2^{-14}$ приведены на рис. 3 и 4. Заметим,

* Последнее значение α_3 соответствует реальному радиационному затуханию образца объемом $\sim (\lambda/4)^3$, где λ примерно длина излучаемой волны (взятая из графиков).

что последовательное увеличение диссипации почти не сказывается на фронте импульса m_1 , m_2 , m_3 , возникающего при изменении знака магнитного поля. Учет диссипации приводит к более быстрому затуханию импульса после $\frac{\tau}{2}$ -того, как он возник.

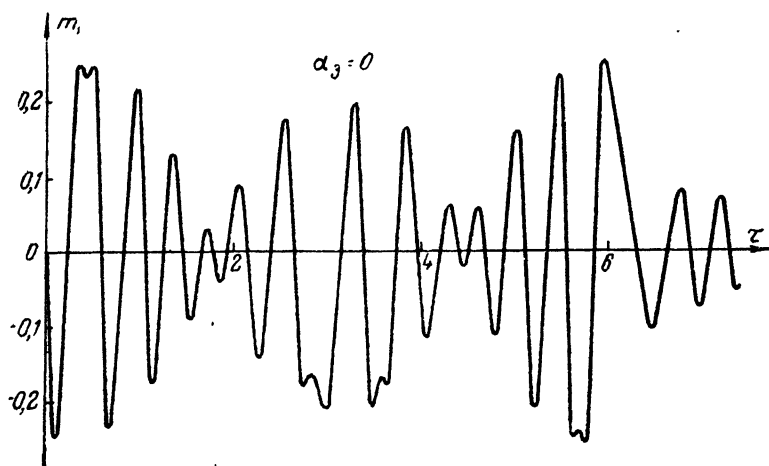


Рис. 1.

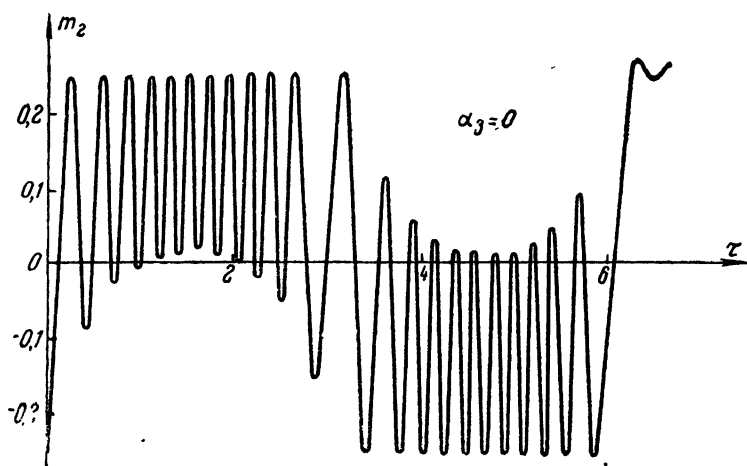


Рис. 2.

Таким образом, в результате действия на ферритмагнетик вблизи точки компенсации переменного поля

$$H_y = H_0 h_2 \sin(\beta t), \quad H_x = H_z = 0$$

возникает переменный магнитный момент с частотой, определяемой отношением $\alpha_1 = H_E / H_0$. Эта частота, как видно из графиков, по крайней мере, на порядок выше частоты $\omega_0 = |\gamma H_0|$. Амплитуда магнитного момента—порядка $M_0 m_2 = M_0 |\gamma_1 - \gamma_2| / 2 |\gamma|$. Диссипация приводит к затуханию импульса за время перемагничивания. Частота почти не зависит от β (см. рис. 5 при $\beta = 1/2$) и увеличивается при увеличении H_0 (см. рис. 6). Хотя относительная частота, измеренная в единицах $\omega_0 = |\gamma H_0|$, уменьшается; однако единица частоты, как нетрудно видеть, увеличивается быстрее, чем уменьшается относительная частота.

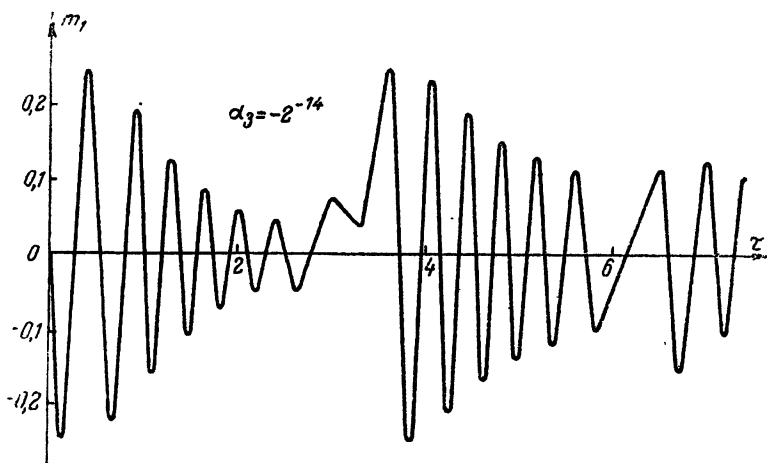


Рис. 3.

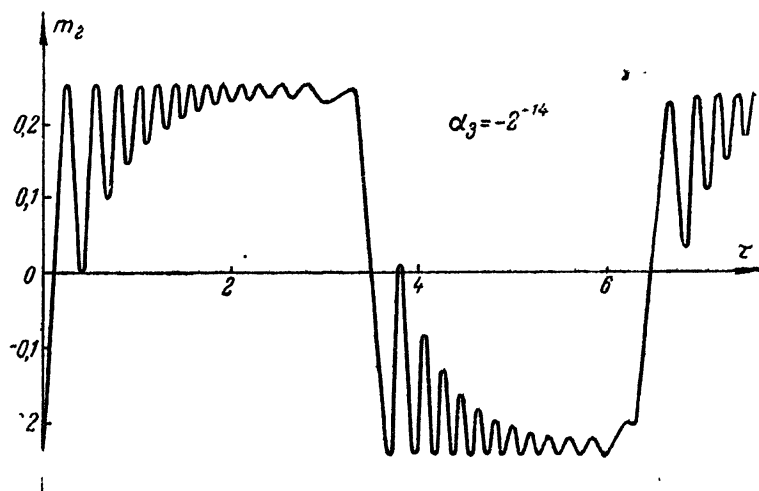


Рис. 4.

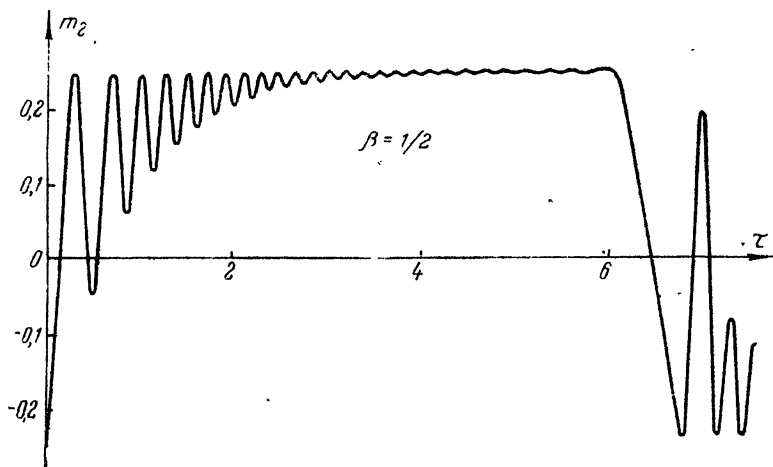


Рис. 5.

Здесь всюду взяты не очень реальные значения $|\gamma_1 - \gamma_2|/2|\gamma|$ или α_1 и α_4 . Однако это сделано для того, чтобы лучше выделить эффект.

На рис. 7 приведена кривая с диссипативным членом вида $\alpha_3 \dot{m}$ (нерадиационным) при $\alpha_3 = 1/10$. Это затухание по порядку величины много больше того, которое принято в предыдущих графиках.

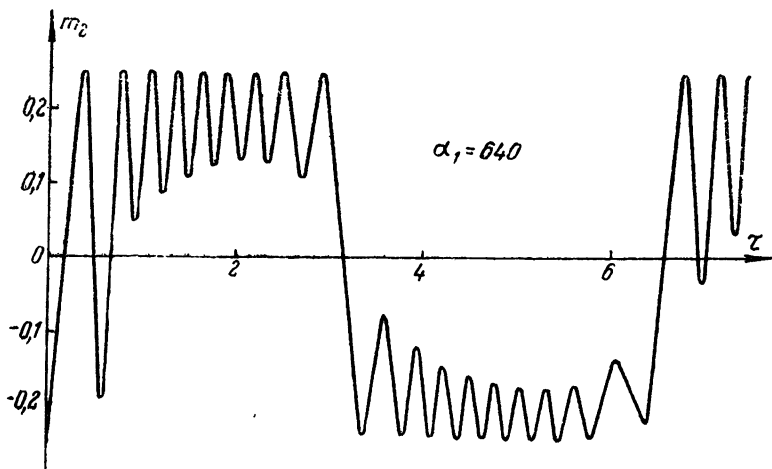


Рис. 6.

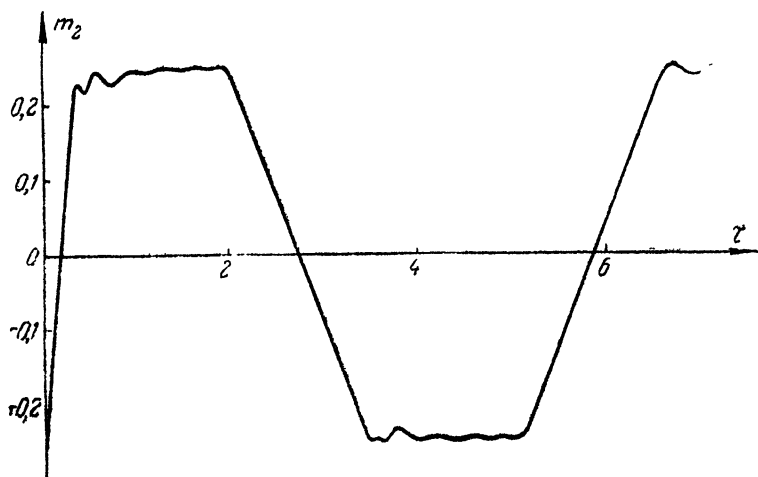


Рис. 7.

Использование ферромагнетиков с точками компенсации может привести к ряду новых интересных эффектов. Один из таких эффектов, рассмотренных в настоящей статье, заключается в возникновении импульса с очень крутым фронтом, заполненного высокой частотой. Фактически большая амплитуда всех трех компонент возникает сразу и при любом затухании. Так как излучение в дипольном приближении (когда размеры системы много меньше длины излучаемой волны) определяется магнитным моментом системы, то наряду с импульсом магнитного момента возникает импульс поля излучения такого же вида. Интересно отметить, что здесь (в отличие от обычного когет-

рона) с высокой частотой колеблется также компонента магнитного момента*, параллельная магнитному полю. Таким образом, рассмотренный здесь эффект может служить для получения импульсов электромагнитного поля с очень крутым фронтом и с высокой частотой.

Заметим, что излучение можно получить не только в виде импульсов, но и непрерывное, с амплитудой, модулированной с частотой задающего импульса β . Это также видно из графиков.

Другим возможным применением ферритов с точкой компенсации могут служить ударные электромагнитные волны**. Здесь естественно ожидать на фронте ударной волны возникновения тех же высокочастотных колебаний, о которых шла речь выше.

В заключение мне хочется выразить глубокую признательность С. И. Альберу и Т. Н. Пиголкиной, которые провели численное решение уравнений (8), (9) на машине дискретного счета М-2 в Институте электронных управляющих машин АН СССР.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. М. Файн, УФН, **64**, 273 (1958).
2. В. М. Файн, ЖЭТФ, **34**, 1032 (1958).
3. В. М. Файн, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, **1**, 5—6, 75 (1958).
4. В. Л. Гинзбург, Труды ФИАН, вып. 3 (1946); ЖЭТФ, **13**, 33 (1943); J. Phys. USSR, **8**, 33 (1944).
5. В. М. Файн, ЖЭТФ, **36**, 798 (1959).
6. R. K. Wangsness, Phys. Rev., **91**, 1085 (1953).
7. А. В. Гапонов, Г. И. Фрейдман, ЖЭТФ, **36**, 957 (1959).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
16 июля 1959 г.

* Как видно из графика, примерно с удвоенной частотой.

** Об ударных электромагнитных волнах в обычных ферритах см. [i].