Письма в ЖЭТФ, том 29, вып. 4, стр. 212 – 214 *20 февраля 1979 г.*

ЧЕРЕНКОВСКОЕ УСИЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ВОЛН В ТЕЛАХ ВРАЩЕНИЯ

Ю.В. Гуляев, П.Е.Зильберман

Сколь угодно быстрая волна, бегущая вдоль оси кругового цилиндра, может излучаться и усиливаться по черенковскому механизму током, который течет по поверхности цилиндра перпендикулярно к его оси.

Как известно, черенковская неустойчивость возникает, когда излучатель (частица, электронный сгусток, дрейфовый поток и др.) движется в направлении распространения волны со скоростью, превосходящей фазовую скорость этой волны. Поэтому считается, что в твердом теле, где скорости излучателя не бывают существенно больше $\sim 10^7 \div 10^8$ см/сек, по черенковскому принципу могут усиливаться только медленные или специально замедленные волны. Мы покажем здесь, однако, что в твердых телах вращения возможно черенковское усиление сколь угодно быстрых волн, распространяющихся по оси симметрии.

Рассмотрим, например, бесконечно длинный круговой цилиндр радиуса R и волну, распространяющуюся по оси цилиндра z. Наличие симметрии приводит к тому, что зависимость поля волны от полярного угла ϕ и от времени t может иметь вид $\sim \exp i\,(n\phi - \omega t)$ с $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, т. е. представлять собой волну, бегущую по азимуту. Черенковский принцип в применении к этой волне подсказывает, что можно вызвать ее неустойчивость, если создать круговой ток электронов по поверхности цилиндра в плоскости, перпендикулярной z. Для этого необходимо только, чтобы угловая (а не линейная, как обычно!) скорость излучателя (дрейфового потока) превосходила фазовую скорость $d\phi/dt = \omega/n$, т. е. чтобы

$$\frac{v}{R} > \frac{\omega}{n}, \tag{1}$$

где v – скорость дрейфа. Таким образом, в черенковское условие (1) входит радиус R, номер моды n и *не входит* волновое число q_z, определяющее истинную фазовую скорость волны в направлении оси z, $v_ф = \omega/q_z$. Поэтому условию (1) могут удовлетворять и волны со сколь угодно большой $v_ф$.

Чтобы показать, что усиление за счет обгона электронами азимутальной волны действительно возможно, мы рассмотрели конкретный случай безобменной спиновой волны, бегущей вдоль оси цилиндра из ферромагнетика, намагниченного до насыщения в поле $\mathbf{H}_0 \parallel z$ [1]. Цилиндр покрывается слоем полупроводника с разрезом, к берегам которого прикладывается постоянное напряжение и таким образом создается круговой ток. Если выполняется условие $q_z R << 1$, среды изотропны в плоскости перпендикулярной оси z, ширина разреза $<< R$, в статическом состоянии отличны от нуля только компоненты поля $E_{0\phi}$ и тока $j_{0\phi}$, а эффект Холла слабый – $(\mu_H H_0/c) << 1$ (μ_H – холловская подвижность, c – скорость света), то система уравнений Максвелла и граничных условий к ним в цилиндрических координатах (R, ϕ, z) разбивается на две группы уравнений, независимо определяющих TM- и TE-волны. Спиновые волны могут быть только TM-типа, поскольку в них намагниченность прецессирует в плоскости $\perp \mathbf{H}_0$ и отличны от нуля компоненты высокочастотных полей δH_R, δH_ϕ и δE_z. Условие неустойчивости можно написать в виде $a = a_{эл} + a_m < 0$, где электронный коэффициент поглощения

$$a_{эл} = \frac{\frac{1}{2}\int dV \mathrm{Re}\,[\delta \mathbf{j}\, \delta \mathbf{E}^*]}{\frac{1}{16\pi}\int dV\left[\frac{d(\omega\epsilon)}{d\omega}\,|\delta \mathbf{E}|^2 + \frac{d(\omega\mu_{xx})}{d\omega}|\delta \mathbf{H}|^2\right]}, \qquad (2)$$

$\epsilon(\omega)$ и $\mu_{xx}(\omega)$ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, интегрирование ведется по всему объему, $\delta \mathbf{j}$ – колебания плотности тока; магнитные потери $a_m = |\gamma|\,\Delta H/\pi$, γ – гиромагнитное отношение, ΔH – ширина линии ФМР в феррите. Из феноменологического выражения для тока [2] следует, что в нашем случае отлична от нуля только компонента

$$\delta j_z = \sigma\left(\delta E_z - \frac{v}{c}\,\delta H_R\right) = \sigma\delta E_z\left(1 - \frac{nv}{\omega R}\right), \qquad (3)$$

где σ – проводимость, $v = -\mu_H E_{0\phi}$. Мы видим из (3), что ток δj_z складывается из омического тока, создаваемого полем δE_z и тока, создаваемого напряженностью силы Лоренца

$$\frac{1}{c}\,[\mathbf{v}, \delta \mathbf{H}]_z = -\frac{v}{c}\,\delta H_R,$$

которая при $v > 0$ противофазна δE_z. Из (3) видно, что если условие (1) выполняется для внешнего радиуса полупроводникового слоя, то во всем объеме этого слоя δj_z и δE_z будут противофазны и электроны будут генерировать энергию волны. Это и доказывает возможность в данном случае черенковского излучения. Оценим теперь абсолютную величину $a_{эл}$ (2). Для этого заметим, что $|\delta E| \sim (\omega R/nc)|\delta H| << |\delta H|$ и частота $\omega = \omega_o = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_m)}$ [1], где $\omega_H = |\gamma| H_o$, $\omega_m = 4\pi|\gamma| M_o$, M_o – намагниченность насыщения. Перестройка спектра спиновой волны за счет ее взаимодействия с электронами считается слабой, что обеспечивается условием $(R/l_{ск})^2 << 1$, где $l_{ск} = c/\sqrt{4\pi\sigma\omega}$ – глубина скин-слоя. Тогда из (2) получаем

$$a_{эл} \sim \frac{2\omega}{n}\left(\frac{R_{эфф}}{l_{ск}}\right)^2\left(1 - \frac{nv}{\omega R_{эфф}}\right)\left[1 + \left(\frac{V_ф}{V_n}\right)\left(\frac{d(\omega\mu_{xx})}{d\omega}\right)_{\omega = \omega_o}\right]^{-1},$$

где $R_{эфф}$ – эффективный радиус полупроводникового слоя, а $V_ф$ и V_n – эффективные объемы, занятые полем в феррите и в полупроводнике. Генерация энергии $|a_{эл}|$ максимальна при $R_{эфф} = nv/2\omega$. При этом, если $V_ф \sim V_n$ и $[d(\omega\mu_{xx})/d\omega] \approx 2(\omega_H << \omega_m)$, то $|a_{эл}|_{max} = nv^2/6\omega l_{ск}^2$. Для n-GaAs при 300K с концентрацией электронов $\sim 10^{16}$ см$^{-3}$ и подвижностью $\sim 10^4$ см^2/В·сек можем иметь $v \sim 10^7$ см/сек, $l_{ск} \sim 10^{-2}$ см. Для ЖИГ на частоте $\omega_o \sim 10^{10}$ сек$^{-1}$ имеем $\Delta H < 0{,}5$ э. Тогда условие усиления принимает вид $|a_{эл}|_{max} \sim 1{,}6 \cdot 10^7 n$ сек$^{-1}$ $> a_m \sim 2{,}5 \cdot 10^6$ сек$^{-1}$ и может удовлетворяться, например, при $n = 10$. При этом $(R_{эфф}/l_{ск})^2 \approx 0{,}2 << 1$, а $R_{эфф} \sim 50$ мкм. Таким образом, описанное усиление быстрой спиновой волны, по-видимому, можно получить на эксперименте. Заметим, что если сечение цилиндра не есть идеальный круг, то возникают азимутальные волны, бегущие в противоположных направлениях. Для прямоугольного сечения волна получается чисто стоячей $\sim \cos(n\cos\phi)\, e^{-i\omega t}$. Поскольку волны, бегущие против дрейфа должны затухать, то их появление затруднит достижение неустойчивости.

Авторы благодарны Ф.В.Лисовскому и В.Е.Любченко за обсуждение работы.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 декабря 1978 г.

Литература

[1] А.Г.Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и ферромагнетиках. М., изд. Наука, 1973, стр. 340.

[2] Ю.В.Гуляев, П.Е.Зильберман. ФТТ, 20, 1129, 1978.