



Рис. 3. Угловые θ и полевые H_0 (кЭ) зависимости: *a* — интенсивностей импульса I , *б* — поверхности значения энергии F

ном МУВ со спиновой волной связана только сдвиговая акустическая волна с вектором поляризации e , параллельным полю H_0 , которое, в свою очередь, перпендикулярно поверхности образца. В выбранной геометрии эксперимента ПАВ можно аппроксимировать сдвиговой волной с $e \perp (111)$ и, следовательно возможна передача части акустической энергии спиновой волне.

Так как энергия МУВ пропорциональна сумме энергии анизотропии и энергии во внешнем магнитном поле, то минимум этой энергии $\partial F / \partial \theta = 0$ (где $F = K_1 \cos^2 \theta - H_0 M_s \cos \theta$) и будет соответствовать минимальному затуханию. По найденному из экспериментов значению константы анизотропии ($K_1 = 13,44$ Кл/Дж/м³) и величине намагниченности ($M_s = 1650$ Э) с помощью ЭВМ была построена поверхность МУ энергии как функции двух координат H_0 и θ (рис. 3, б), которая качественно соответствует экспериментальным данным. Причем значения I_{\max} (рис. 1) удовлетворяют равенству проекции H_0 на нормаль к поверхности пленки ($I_{\max} \sim \cos \theta$).

На частотах ниже 30 МГц с ростом H_0 наблюдалось только увеличение затухания, что объясняется насыщением намагниченности пленки. Этот процесс усиливается вследствие влияния размерного резонанса по толщине подложки объемной акустической волны ($f_p \sim 25$ МГц), возникающей при трансформации части энергии ПАВ в объемную акустическую волну (до 20%).

Таким образом, низкочастотное затухание ПАВ в приложенных магнитных полях определяется двумя конкурирующими процессами: уменьшением затухания в полях H_0 , соответствующих минимальному МУВ, и увеличению затухания с ростом H_0 за счет трансформации части энергии ПАВ в объемную волну.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hanna S. M., Murphy G. P. Magnetoelastic gain associated with saw propagation in magnetic garnet film // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. P. 4148–4150.
2. Гуляев Ю. В., Зайцев Б. Д., Калинин В. Ю., Синицын Н. И. Магнитоакустические эффекты на ПАВ в пленках ЖИГ // Тез. докл. XIII Всесоюз. конф. по акустоэлектронике и квантовой акустике. Киев: Изд-во КГУ, 1986. Ч. II. С. 111–112.
3. Юров А. С., Карнов А. Н., Раев В. К., Ходенков Г. Е. Перемещение ЦМД ПАВ Рэлея в висмутсодержащий ФГП // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 4. С. 201–204.
4. Такер Дж., Ремптон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.

Казанский физико-технический институт Академии наук СССР

Поступило в редакцию 29.IX.1988

УДК 534

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА ПРИ НЕВЫРОЖДЕННОМ КОЛЛИНЕАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ©

Бочков В. Г.

Необходимость обработки в современных системах связи и радиолокации сигналов большой длительности делают актуальным изучение особенностей работы акустоэлектронных конвольверов (АК), находящихся все более широкое применение в указанных системах [1]. В частности, требуют своего объяснения и исследования частотные искажения выходного сигнала АК, вызванные, по-видимому, эффектом

Доплера. Действительно, пусть по звукопроводу АК навстречу друг другу распространяются два акустических импульса. Фонон-фононное взаимодействие (например, за счет нелинейного пьезоэффекта) приводит к возникновению электрической индукции на комбинационных частотах, что позволяет считать каждую точку области перекрытия импульсов источником синхронного электромагнитного излучения. По линии передачи, образованной выходным электродом АК [2], это излучение поступает на приемник, в котором все сигналы суммируются. Таким образом, точки звукопровода, излучение от которых в некоторый момент времени поступило на приемник, образует область, протяженную в пространстве и имеющую изменяющиеся во времени размеры. Конечность скорости распространения электромагнитных волн по линии передачи приводит к движению области излучения относительно приемника, поэтому в такой системе должен наблюдаться эффект Доплера. Задача настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить, при каких условиях возможен эффект Доплера в АК и связать частоту выходного сигнала АК с частотами взаимодействующих импульсов.

Рассмотрим простейший случай взаимодействия импульсов двух плоских акустических волн одинаковой поляризации, распространяющихся по бездисперсионному звукопроводу вдоль оси Ox . Считая огибающие импульсов F и G прямоугольными, запишем $F(x, t) \sim \cos \omega_1(t - (x/v))$, $G(x, t) \sim \cos[\omega_2(t + (x/v)) + \varphi]$, где ω_1 и ω_2 — циклические частоты, v — скорость распространения акустических волн, t — время, φ — начальный сдвиг фаз.

Нелинейная индукция D , возникающая на суммарной частоте при фонон-фононном взаимодействии в точке x в момент времени t , описывается соотношением $D(x, t) \sim \cos\{(\omega_1 + \omega_2)t - [(\omega_1 - \omega_2)/v]x + \varphi\}$.

Пусть выход АК (приемник) помещен в точку $x=0$, а передние фронты взаимодействующих импульсов встречаются в момент времени $t=0$ в точке $x=l \geq \tau v/2$, где τ — длительность импульсов. Тогда излучение E от точки x поступает на приемник по закону

$$E(x, t) \sim \cos\{(\omega_1 + \omega_2)(t - x/V) - [(\omega_1 - \omega_2)/v]x + \varphi\},$$

где V — скорость распространения электромагнитных волн по линии передачи. Выходной сигнал АК U имеет при этом вид

$$U(t) \sim \int_{x_1}^{x_2} \cos\{(\omega_1 + \omega_2)(t - x/V) - [(\omega_1 - \omega_2)/v]x + \varphi\} dx \sim \sin[\omega_1(V + v)/Vv - \omega_2(V - v)/Vv][(x_2 - x_1)/2] \cos\{(\omega_1 + \omega_2)t - [\omega_1(V + v)/Vv - \omega_2(V - v)/Vv](x_1 + x_2)/2 + \varphi\}, \quad (1)$$

где x_1 и x_2 — границы области излучения в момент времени t . Первый множитель в формуле (1) описывает огибающую выходного сигнала АК, а второй — его заполнение. Из (1) следует, что изменение частоты выходного сигнала ω_n по сравнению с частотой источника излучения $\omega_n = \omega_1 + \omega_2$ имеет место лишь в том случае, если центр области излучения — точка $x_0 = (x_1 + x_2)/2$ — движется по звукопроводу со скоростью $v_0 = dx_0/dt$, отличной от нуля. Тогда

$$\omega_n = \omega_n - [\omega_1(V + v)/Vv - \omega_2(V - v)/Vv]v_0. \quad (2)$$

Движение точки x_0 относительно приемника излучения обусловлено тем, что из-за конечности скорости распространения электромагнитных волн V границы области излучения x_1 и x_2 не совпадают с границами области перекрытия импульсов, поскольку на приемник поступают в момент времени t сигналы лишь от тех точек звукопровода, до которых не только успели дойти передние фронты импульсов F и G , но электромагнитное излучение от которых за это же время достигло приемника. Например, когда во временном интервале $(l/V) < t < (l/V) + (\tau/2)(V - v)/V$, происходит наложение импульсов друг на друга, ближайшая к приемнику граница области излучения x_1 должна удовлетворять соотношению $t = (l - x_1)/v + x_1/V$ и, следовательно, $x_1 = (l/v) - tVv/(V - v)$.

Аналогично $x_2 = (l/v + t)Vv/(V + v)$, откуда $x_0 = (lV^2 - Vv^2t)/(V^2 - v^2)$ и $v_0 = -(Vv^2)/(V^2 - v^2) < 0$, т. е. происходит приближение середины области излучения к приемнику. Тогда по формуле (2) имеем $\omega_n = \omega_n + (\omega_1/(V - v) - (\omega_2/(V + v)))v$. При этом абсолютная величина частотного сдвига выходного сигнала АК равна $|\Delta\omega| = |\omega_n - \omega_n| \approx (v/V)|\omega_1 - \omega_2|$, поскольку $v/V \approx 10^4 \ll 1$ [1].

Отметим, что частота выходного сигнала не постоянна во времени. Так, в интервале $l/V + (\tau/2)(V - v)/V < t < l/V + (\tau/2)(V + v)/V$ $\omega_n = 2\omega_2V/(V + v)$ и $|\Delta\omega| \approx |\omega_1 - \omega_2|$.

Наиболее существенная особенность рассматриваемого эффекта состоит, на наш взгляд, в зависимости знака частотного сдвига выходного сигнала АК $\Delta\omega$ от соотношения частот взаимодействующих акустических импульсов. Так, если эти частоты удовлетворяют соотношению $\omega_1/\omega_2 > (V - v)/(V + v)$, то приближение центра области излучения к приемнику ($v_0 < 0$) вызывает увеличение частоты ω_n по сравнению с ω_n , однако если $\omega_1/\omega_2 < (V - v)/(V + v)$, приближение точки x_0 к приемнику вызовет уменьшение частоты принимаемого сигнала.

В случае $\omega_1/\omega_2 = (V - v)/(V + v)$, $\omega_n = \omega_n$, т. е. эффект Доплера отсутствует.

Таким образом, величина эффекта Доплера в АК зависит как от соотношения скоростей акустических и электромагнитных волн v/V , так и от соотношения частот взаимодействующих импульсов ω_1/ω_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Бондаренко В. С., Бочков Б. Г., Громашевский В. Л., Соболев Б. В. Нелинейные акустоэлектронные устройства и их применение. М.: Радио и связь, 1985. 160 с.
2. Adler E. L. Electromagnetic longline effects in surface wave convolvers // Proc. IEEE Ultrasonics Symposium. 1980. P. 82-87.

Московский институт
химического машиностроения

Поступило в редакцию
24.X.1988

УДК 534.2-13

ПУЧКОВАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ЗВУКОВЫХ ВОЛН ©

Григорьев Г. И., Савина О. Н., Файнштейн С. М.

Взаимодействие потока заряженных частиц с плазмой изучено весьма подробно (см., например, [1, 2]). Частицы взаимодействуют с плазмой через электрическое и магнитное поля, при этом может возникнуть либо гидродинамическая (моноскоростной поток), либо более слабая кинетическая стадии неустойчивости (пучок с достаточно большим разбросом по скоростям). При движении нейтрального потока одного газа через другой взаимодействие частиц осуществляется через их столкновения. В данной работе рассмотрена пучковая неустойчивость именно в такой ситуации, когда движущаяся компонента газа взаимодействует с основной средой через соударения частиц.

Пусть среда, состоящая из нейтральных частиц массой m_1 , имеющая температуру T_1 и плотность ρ_1 , пронизывается пучком движущихся с равновесной скоростью u_0 частиц с параметрами m_2 , T_2 , ρ_2 . Взаимодействие между двумя компонентами осуществляется через соударения.

Для описания такой системы далее воспользуемся пятимоментным приближением, используемым при решении кинетического уравнения, когда не учитываются вязкость и теплопроводность [3]. Система квазигидродинамических линейризованных уравнений в этом случае для частиц одноатомного газа сорта 1 и сорта 2 имеет вид:

$$\partial r_1 / \partial t + \operatorname{div} u_1 = 0,$$

$$\partial u_1 / \partial t + V_1^2 (\nabla \theta_1 + \nabla r_1) = v_0 [u_2 - u_1 + u_0 (r_1 + v/v_0)], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial t} + \frac{\partial r_1}{\partial t} + \frac{5}{3} \operatorname{div} u_1 = \omega_0 \left\{ \tau \theta_2 - \theta_1 + \frac{2}{3} \tau u_0 \frac{u_2 - u_1}{V_2^2} + (v/v_0 + r_1) (\tau - 1 + \tau u_0^2 / 3V_2^2) \right\};$$

$$D r_2 / D t + \operatorname{div} u_2 = 0,$$

$$n D u_2 / D t + n V_2^2 (\nabla \theta_2 + \nabla r_2) = v_0 [u_1 - u_2 - u_0 (r_1 + v/v_0)], \quad (2)$$

$$n \left(\frac{D \theta_2}{D t} + \frac{D r_2}{D t} + \frac{5}{3} \operatorname{div} u_2 \right) = \omega_0 \frac{m_2}{m_1} \left\{ \frac{\theta_1}{\tau} - 1 + \frac{2}{3} \frac{u_0}{V_1^2 \tau} (u_2 - u_1) + (v/v_0 + r_1) (\tau^{-1} - 1 + u_0^2 / 3\tau V_1^2) \right\}.$$

При записи (1), (2) введены обозначения: u_1 , u_2 — скорости, v — частота столкновений, $D/Dt = \partial/\partial t + (u_0 \nabla)$, $\theta_1 = T_1/T_{10}$, $\theta_2 = T_2/T_{20}$, $\tau = T_{20}/T_{10}$, $r_1 = \rho_1/\rho_{10}$, $r_2 = \rho_2/\rho_{20}$, $n = \rho_{20}/\rho_{10}$, $\omega_0 = 2v_0 m_1 / (m_1 + m_2)$, $V_1^2 = \chi T_{10}/m_1$, $V_2^2 = \chi T_{20}/m_2$, χ — постоянная Больцмана, значком «0» помечены равновесные значения параметров.

Предполагая далее, что возмущения всех величин характеризуются $\exp(st + ikr)$, и учитывая, что для газа максвелловских молекул $v/v_0 = r_2$, получаем из (1), (2) дисперсионное уравнение $D(s, k) = 0$. В отсутствие соударений ($v=0$)

$$D_0(s, k) = \Omega s \left(s^2 + \frac{5}{3} k^2 V_1^2 \right) \left(\Omega^2 + \frac{5}{3} k^2 V_2^2 \right) = 0, \quad \Omega = s + iku_0. \quad (3)$$

Акустические возмущения в этом случае распространяются в основной среде и пучке без взаимодействия и описываются соотношениями $s_1 = -ic_{s1}k = -i\sqrt{5/3}kV_1$, $s_2 = -ic_{s2}k = iku_0$. Найдем обусловленную столкновениями поправку γ к частоте $s_1 = -ic_{s1}k$, считая ее малой ($\gamma \ll c_{s1}k$) и пренебрегая в дисперсионном уравнении (3)