

ОБ ЭФФЕКТЕ ФАРАДЕЯ ДЛЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

М. К. Берру, Л. М. Горбунов

УДК 533.951

Показано, что дрейф электронов вдоль магнитного поля существенно влияет на эффект Фарадея для альфвеновских волн. При этом направление вращения плоскости поляризации альфвеновской волны определяется направлением дрейфа электронов. Аналогичный эффект Фарадея имеет место и при прохождении через плазму высокочастотной электромагнитной волны.

1. Фазовые скорости для лево- и право-поляризованных циркулярных альфвеновских волн мало отличаются  $/1/$ . Поэтому эффект Фарадея (вращение плоскости поляризации линейно поляризованной волны) для этих волн мал. В этой работе мы покажем, что эффект Фарадея можно значительно увеличить, если создать дрейф электронов вдоль магнитного поля. При этом изменение направления скорости дрейфа на противоположное приводит к изменению направления вращения плоскости поляризации.

Подобный эффект возникает и при распространении вдоль магнитного поля высокочастотной циркулярно поляризованной электромагнитной волны. Влияние на эффект Фарадея в этом случае оказывает создаваемый высокочастотной волной ток увлечения электронов.

2. Дисперсионное уравнение для поперечных волн, распространяющихся вдоль постоянного и однородного магнитного поля (индукция  $B$ ) в холодной электронно-ионной плазме имеет вид (см., напр.,  $/2/$ ):

$$\left( 1 - \frac{k_c^2 c^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{Le}^2 \omega^2}{\omega^2 (\omega^2 - \Omega_e^2)} - \frac{\omega_{Li}^2}{\omega^2 - \Omega_i^2} \right)^2 -$$

$$-\left( \frac{\omega_{L\alpha}^2 \Omega_\alpha \omega'}{\omega^2 (\omega'^2 - \Omega_\alpha^2)} - \frac{\omega_{L1}^2 \Omega_1}{\omega (\omega^2 - \Omega_1^2)} \right)^2 = 0, \quad (1)$$

где  $\Omega_\alpha, \omega_{L\alpha}$  — соответственно циклотронные и ленгмювские частоты для электронов ( $\alpha = e$ ) и ионов ( $\alpha = i$ ),  $\omega' = \omega - ku$ ,  $u$  — скорость дрейфа электронов относительно ионов.

Для альфвеновских волн ( $\omega < \Omega_1 < \Omega_e$ ) из уравнения (1) при выполнении условия  $u < v_A$ , где  $v_A$  — альфвеновская скорость, получим

$$k = \frac{\omega}{v_A} \left[ 1 \pm \frac{1}{2} \left( \frac{\omega}{\Omega_1} + \frac{u \Omega_1}{\omega v_A} \right) \right]. \quad (2)$$

Здесь знаки  $\pm$  соответствуют волнам с левой и правой круговой поляризацией. С помощью формул (2) легко найти угол поворота плоскости поляризации  $\varphi / l$  для линейно поляризованной волны на длине  $l$

$$\varphi = \frac{l \Omega_1}{2 v_A} \left( \frac{k^2 v_A^2}{\Omega_1^2} + \frac{u}{v_A} \right). \quad (3)$$

Первое слагаемое в формуле (3), пропорциональное квадрату малой величины  $\omega / \Omega_1$ , определяет угол поворота в плазме без тока  $l$ . Второе слагаемое характеризует влияние на эффект Фарадея дрейфа электронов. Как видно из формулы (3), при изменении направления дрейфа на противоположное изменяется знак перед этим слагаемым. Для достаточно длинных альфвеновских волн

$$k < (\Omega_1 / v_A) \sqrt{u / v_A} \quad (4)$$

эффект Фарадея полностью определяется дрейфом электронов. Дрейф электронов может привести к нарастанию альфвеновских волн с волновыми числами  $k < \omega_{L\alpha}^2 u / \Omega_\alpha c$ . Однако для рассматриваемых нами малых скоростей дрейфа ( $u < v_A$ ) в широкой области волновых чисел выполняется неравенство (4) и волны при этом остаются устойчивыми.

3. В работе /3/ построена теория колебаний холодной магнито-активной плазмы в поле электромагнитной волны с частотой  $\omega_0$  и волновым вектором  $\vec{k}_0$ . В квадратичном по амплитуде волны приближении получено общее выражение для добавки  $V_{1,j}$  к тензору диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{1,j}(\omega, \vec{k})$ . Используя это выражение в предположении, что  $\omega \ll \omega_0$ , а электромагнитная волна циркулярно поляризована и все волновые векторы направлены вдоль магнитного поля, из общих формул работы /3/ получим:

$$V_{1,j} \approx v_0 \frac{k}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left( \omega^2 \delta \epsilon_{1,j}^{(e)}(\omega, k) \right), \quad (5)$$

где  $\delta \epsilon_{1,j}^{(e)}$  - частичный вклад электронов в тензор диэлектрической проницаемости плазмы,  $v_0$  - величина, определяющая скорость, с которой электроны, увлекаясь волной, движутся относительно ионов /3/,

$$v_0 = - (k_0/\omega_0) |v_E|^2 / (1 \pm \alpha_0)^2. \quad (6)$$

В формуле (6)  $\alpha_0 = \Omega_e/\omega_0$ ,  $v_E = eE/m\omega_0$ ,  $E$  - амплитуда высокочастотной волны. Знаки  $\pm$  соответствуют обыкновенной и необыкновенной волнам.

Выражение (5) можно получить и на основе простых физических соображений. Высокочастотная волна приводит к дрейфу электронов со скоростью  $v_0$  и изменяет вклад электронов в тензор диэлектрической проницаемости  $\delta \epsilon_{1,j}^{(e)}(\omega, k)$  на величину  $(\omega'/\omega)^2 \delta \epsilon_{1,j}^{(e)}(\omega', k)$  (см. /2/), где  $\omega' = \omega - kv_0$  (ср. с формулой (2)). Если интегрироваться малыми скоростями дрейфа ( $v_0 < \omega/k$ ), то это выражение можно разложить по  $kv_0/\omega$ . В результате возникнет добавка к тензору диэлектрической проницаемости, совпадающая с формулой (5).

При выводе формулы (3) мы также использовали разложение частичного вклада электронов в диэлектрическую проницаемость по степеням  $kv_0/\omega$ . Поэтому в поле высокочастотной волны формула (3) для эффекта Фарадея сохраняет свой вид, но вместо скорости дрейфа и следует использовать выражение (6).

4. Альфвеновские волны достаточно хорошо исследованы в плазме твердого тела и особенно в висмуте /4/. Основные характеристики висмута /5/ и условий, при которых проводятся эксперименты, та-

ковн: эффективные массы электронов  $m^* = 10^{-2} m$  и дырок  $m_p = 0,2 m$ , концентрация носителей  $N_e = N_p = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $\nu = 10^4 \text{ Гс}$ ,  $\omega = 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ,  $v_A = 2,2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ,  $L \approx 0,2 \text{ см}$ . Согласно формуле (3) при  $u = 0$  найдем  $\varphi \approx 0,7$ ; если скорость дрейфа  $u = 10^6 \text{ см/с}$ , то  $\varphi = 1,2$ . Использованное значение для  $u$  можно получить, поместив образец в электрическое поле  $E_0 \approx 0,06 \text{ В/см}$  (эффективная частота столкновений электронов  $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1} / 4$ ). Для создания такой же скорости дрейфа с помощью  $\text{CO}_2$  лазера необходимо иметь интенсивность излучения  $\sim 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Оценка пороговой интенсивности параметрических неустойчивостей (например, ВРМБ) дает для твердых тел значения такого же порядка или несколько выше. Для висмута этот вопрос специально не исследовался.

В газовой плазме ( $\nu = 10^3 \text{ Гс}$ ,  $N_e = N_i = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_i = 1,8 \cdot 10^3 m$ ,  $\omega = 10^6 \text{ с}^{-1}$ ) в отсутствие дрейфа электронов на длине  $L \approx 3 \cdot 10^2 \text{ см}$  угол поворота плоскости поляризации равен  $\varphi \approx 0,84$ . При скорости дрейфа  $u = 5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  из формулы (3) найдем  $\varphi \approx 5,7$ . Если использовать для создания тока излучение миллиметрового диапазона ( $\omega_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ), то можно получить такую же скорость дрейфа при напряженности высокочастотного поля  $E \approx 1,2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . При этом в относительно холодной плазме ( $T_e \sim 10 \text{ эВ}$ ) отношение  $v_E/v_{Te}$  будет порядка 3, а в горячей плазме ( $T_e \sim 10^3 \text{ эВ}$ ) это отношение порядка 0,3. В этих условиях параметрические неустойчивости могут существенно повлиять на ток излучения.

Следует отметить, что в результате протекания тока возникает компонента вектора магнитной индукции  $B_\varphi$ . Наше рассмотрение справедливо при выполнении условия  $B_\varphi/B < 1$ . Для плазмы цилиндрической формы отсюда следует ограничение на скорость дрейфа электронов  $u < c\nu/2\pi e N_e a$ , где  $a$  — радиус цилиндра. В рассмотренных нами примерах это неравенство выполняется для висмута при  $a < 0,1 \text{ см}$  и для газовой плазмы при  $a < 30 \text{ см}$ .

В заключение еще раз отметим, что постоянный ток, текущий вдоль магнитного поля, существенно влияет на эффект Фарадея для альфеновских волн. Это влияние возникает из-за дополнительной силы  $(1/c)[\vec{j}_0, \delta\vec{b}]$ , действующей на плазму, двигающуюся в альфеновской волне ( $\vec{j}_0$  — плотность тока,  $\delta\vec{b}$  — возмущение

магнитного поля в волне). При изменении направления тока изменяется направление силы и, как следствие, направление вращения плоскости поляризации.

Выражаем искреннюю благодарность О. М. Толкачеву, указавшему литературу по свойствам висмута.

Поступила в редакцию  
II апреля 1983 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. Кролл, А. Трайвелпис, Основы физики плазмы, "Мир", М., 1975 г., с. 161.
2. В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмopodobных сред, Атомиздат, М., 1961 г., с. 175.
3. В. В. Пустовалов, А. Б. Романов, Препринт ФИАН № 16, М., 1972 г.
4. Ф. Платцман, П. Вольф, Волны и взаимодействия в плазме твердого тела, "Мир", М., 1975 г., с. 202.
5. В. С. Эдельман, УФН, 123, 257 (1977).