кающая за головной ударной волной, позднее подходит к центру, что в результате приводит к более высокому уровню в значениях P и ρ на линии симметрии. При этом течение газа за головной ударной волной до момента прихода возмущений, идущих от внутренней структуры течения, соответствует случаю цилиндрического энерговыделения. При $\Delta X > 0.25$ в окрестности линии симметрии в результате схлопывания ударной волны формируются параметры течения газа, независящие от ширины кольца.

Сказанное иллюстрируется рис. 2, на котором для $\Delta X = 1$, $\Delta E = 471$ приведены распределения $\rho(x)$.

Список литературы

[1] Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. Таблицы. М.: Наука, 1974.
[2] Коробейников В.П., Мельникова Н.С., Рязанов Е.В. Теория точечного взрыва. М.: Физматиз, 1961.
[3] Броуд Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: Мир, 1975.
[4] Грудницкий В.Г., Рыгалин В.Н. //ЖВММФ. 1983. Т. 23. № 2. С. 413-422.
[5] Жмакин А.И., Фурсенко А.А. // ЖВММФ. 1980. Т. 20. № 4. С. 1021-1031.

Поступило в Редакцию
27 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3 12 февраля 1990 г.
01; 09

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА РАДИАЦИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЗАРЯДОВ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

С.Т. Завтрак

Недавно было установлено, что между малыми частицами, совершающими вынужденные колебания в переменных внешних полях, возникают средние по времени и квадратичные по полю дальнодействующие силы радиационного взаимодействия [1-6]. Пространственная структура этих сил обладает универсальным характером. В работах [1-4] рассмотрено взаимодействие газовых пузырьков в сжимаемой жидкости в поле звуковой волны, в [5] - радиационное взаимодействие зарядов в электромагнитном поле, в [6] – радиационное взаимодействие магнитных моментов.

В работе [5] предполагалось, что падающая плоская электромагнитная волна является линейно поляризованной. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы выяснить влияние поляризации на силу радиационного взаимодействия.

Будем считать, что внешняя плоская волна распространяется вдоль оси z, а компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей имеют вид

$$\begin{cases} E_{0x}=E_0\cos(\omega t-kz) \\ E_{0y}=gE_0\sin(\omega t-kz) \\ E_{0z}=0 \end{cases} \qquad \begin{cases} H_{0x}=-gE_0\sin(\omega t-kz) \\ H_{0y}=E_0\cos(\omega t-kz) \\ H_{0z}=0 \end{cases} \tag{1}$$

Здесь g – безразмерный параметр. При $g=+1$ имеет место правая круговая поляризация, при $g=-1$ – левая, а при $g=0$ – линейная. В общем случае формулы (1) соответствуют эллиптической поляризации.

Через $\vec{r}_{10}$ и $\vec{r}_{20}$ обозначим радиус-векторы равновесных положений зарядов, $\vec{\xi}_1$ и $\vec{\xi}_2$ – их смещения. Радиус-векторы текущих положений зарядов $\vec{r}_1=\vec{r}_{10}+\vec{\xi}_1$ и $\vec{r}_2=\vec{r}_{20}+\vec{\xi}_2$. Предполагаем далее малость колебаний, т.е. $|\vec{\xi}_{1,2}|\ll l$, где $\vec{l}=\vec{r}_{20}-\vec{r}_{10}$ и $|\dot{\vec{\xi}}_{1,2}|\ll c$, где c – скорость света.

Принимая в расчет поле, рассеянное соседней частицей, приходим к следующим пондеромоторным уравнениям [7]:

$$\begin{aligned} m_1\ddot{\vec{r}}_1 &= e_1\left(\vec{E}_0(\vec{r}_1,t)+\vec{E}_{r2}(\vec{r}_1,t)\right)+\frac{e_1}{c}\left[\dot{\vec{r}}_1,\vec{H}_0(\vec{r}_1,t)+\vec{H}_{r2}(\vec{r}_1,t)\right], \\ m_2\ddot{\vec{r}}_2 &= e_2\left(\vec{E}_0(\vec{r}_2,t)+\vec{E}_{r1}(\vec{r}_2,t)\right)+\frac{e_2}{c}\left[\dot{\vec{r}}_2,\vec{H}_0(\vec{r}_2,t)+\vec{H}_{r1}(\vec{r}_2,t)\right], \end{aligned} \tag{2}$$

где $e_{1,2}$ и $m_{1,2}$ – соответственно заряды и массы частиц, $\vec{E}_{r1}$, $\vec{H}_{r1}$ $(\vec{E}_{r2}, \vec{H}_{r2})$ – векторы напряженности электрического и магнитного поля, рассеиваемого 1-ой (2-ой) частицей, которые определяются хорошо известными выражениями для запаздывающих потенциалов Лиенара–Вихерта [7]:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{r1,2}(\vec{r}_{2,1},t) &= -\frac{e_{1,2}}{c^2 l}\left\{\ddot{\vec{\xi}}_{1,2}(t-l/c)-\vec{n}\left(\vec{n}\cdot\ddot{\vec{\xi}}_{1,2}(t-l/c)\right)\right\}, \\ \vec{H}_{r1,2}(\vec{r}_{2,1},t) &= -\frac{e_{1,2}}{c^2 l}\left[\pm\vec{n},\ddot{\vec{\xi}}_{1,2}(t-l/c)\right], \quad \vec{n}=\vec{l}/l \end{aligned} \tag{3}$$

(рассматривается только дальняя зона $kl \gg 1$ ввиду того, что в этом пределе получаются наиболее интересные результаты [5, 6]).

В линейном по полю приближении решение системы (2) запишем в виде [5, 6] $\vec{\xi}_1 = \vec{\xi}_{10} + \vec{\xi}_{11}$, $\vec{\xi}_2 \approx \vec{\xi}_{20} + \vec{\xi}_{21}$, где

$$\begin{cases} \xi_{10x} = -\dfrac{e_1 E_0}{m_1 \omega^2} \cos(\omega t - k z_{10}) \\ \xi_{10y} = -\dfrac{g e_1 E_0}{m_1 \omega^2} \sin(\omega t - k z_{10}) \\ \xi_{10z} = 0 \end{cases} \qquad \begin{cases} \xi_{20x} = -\dfrac{e_2 E_0}{m_2 \omega^2} \cos(\omega t - k z_{20}) \\ \xi_{20y} = -\dfrac{g e_2 E_0}{m_2 \omega^2} \sin(\omega t - k z_{20}) \\ \xi_{20z} = 0 \end{cases} \tag{4}$$

$$\vec{\xi}_{11}(t) = -\frac{e_1 e_2}{c^2 l m_1} \left\{ \vec{\xi}_{20}(t - l/c) - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{\xi}_{20}(t - l/c)\right) \right\}$$

$$\vec{\xi}_{21}(t) = -\frac{e_1 e_2}{c^2 l m_2} \left\{ \vec{\xi}_{10}(t - l/c) - \vec{n}\left(\vec{n} \cdot \vec{\xi}_{10}(t - l/c)\right) \right\}.$$

Гамильтониан взаимодействия 1-ой частицы с внешним полем

$$H_1 = e_1 \varphi_1(\vec{r}_{10} + \vec{\xi}_1) - \frac{e_1 \dot{\vec{\xi}}_1 \cdot \vec{A}_1(\vec{r}_{10} + \vec{\xi}_1)}{c} \approx e_1 \varphi_1(\vec{r}_{10}) + e_1 \frac{\partial \varphi_1(\vec{r}_{10})}{\partial \vec{r}_{10}} \cdot \vec{\xi}_1 - \frac{e_1 \dot{\vec{\xi}}_1 \cdot \vec{A}_1(\vec{r}_{10})}{c}, \tag{5}$$

где φ_1 и $\vec{A}_1$ – результирующие скалярный и векторный потенциалы электромагнитного поля, равные сумме соответствующих потенциалов внешней волны и создаваемых 2-м зарядом. Средняя по периоду волны сила, действующая на 1-ю частицу, равна [8] (обычный кулоновский вклад опускаем):

$$\vec{f}_1 = -\left\langle \frac{\partial H_1}{\partial \vec{r}_{10}} \right\rangle \approx e_1 \left\langle \vec{\xi}_1(t) \frac{\partial \vec{E}_1(\vec{r}_{10}, t)}{\partial \vec{r}_{10}} \right\rangle, \tag{6}$$

где

$$\vec{E}_1(\vec{r}_{10}, t) = -\frac{\partial \varphi_1(\vec{r}_{10}, t)}{\partial \vec{r}_{10}} - \frac{1}{c} \dot{\vec{A}}_1(\vec{r}_{10}, t).$$

Вычисления дают

$$\vec{f}_1 = \frac{e_1^2 e_2^2 E_0^2 (\vec{k} + k\vec{n})(1 + g^2 - n_x^2 - g^2 n_y^2)}{2 m_1 m_2 \omega^2 c^2 l} \sin(kl + \vec{k} \cdot \vec{l}). \tag{7}$$

Аналогично

$$\vec{f}_2 = \frac{e_1^2 e_2^2 E_0^2 (\vec{k} - k\vec{n})(1+g^2-n_x^2-g^2 n_y^2)}{2m_1 m_2 \omega^2 c^2 l} \sin(kl - \vec{k}\cdot\vec{l}). \qquad (8)$$

Формулы (7)–(8) имеют точно такую же пространственную структуру, как и полученные в [5, 6], однако зависят от поляризации волны. При g =0 результаты совпадают с [5].

Таким образом, поляризация падающей волны существенно влияет на амплитуду сил радиационного взаимодействия.

Список литературы

[1] Немцов Б.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. В. 2. С. 858–861.

[2] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1988. Т. 34. В. 2, С. 246–250.

[3] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Изв. АН СССР, Сер. МЖГ, 1988. В. 6. С. 99–103.

[4] Дойников А.А., Завтрак С.Т. //Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256–259.

[5] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 14–16.

[6] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 13–15.

[7] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

[8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.

Белорусский государственный университет им. В.И. Ленина

Поступило в редакцию 2 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3 — 12 февраля 1990 г.

01; 05.2

ДРЕЙФ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРОМАГНЕТИКА В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов

Явление дрейфа доменной границы (ДГ) ферромагнетика в осциллирующем магнитном поле, частота ω которого превышает частоту ω_r ферромагнитного резонанса, а плоскость поляризации пер–