Краткие сообщения

01

Пондеромоторный транспорт гранулы с переменным зарядом в пылевой плазме в поле интенсивной ионно-звуковой волны

© А.И. Ломтев

59585 Бат-Ям, Израиль
e-mail: lomtev.alexander@gmail.com

(Поступило в Редакцию 28 января 2013 г. В окончательной редакции 19 июля 2013 г.)

Рассмотрена пондеромоторная сила, действующая на гранулу с переменным зарядом в пылевой плазме со стороны интенсивной, быстро осциллирующей ионно-звуковой волны. Учет осцилляций величины заряда гранулы в поле ионно-звуковой волны позволил выделить новые составляющие этой силы, пропорциональные волновому вектору и кубу амплитуды поля. Найденные составляющие являются неисчезающими для случая однородного поля и также приводят к направленному транспорту пылевой фракции плазмы.

Пылевая плазма, т. е. плазма, в которой взвешены электрически заряженные микрочастицы конденсированного вещества, в последнее время стала одним из наиболее популярных объектов теоретического и экспериментального исследований. Причиной этому является разнообразие форм существования пылевой плазмы, а также множество предсказанных и обнаруженных новых эффектов, часть из которых описана в обзорах [1–4].

В 1958 г. А.В. Гапонов и М.А. Миллер теоретически установили [5], что на заряженную частицу в неоднородном быстро осциллирующем электрическом поле действует сила, которая направлена по градиенту квадрата амплитуды поля. Такую силу называют силой Гапонова–Миллера или пондеромоторной силой. Она является очень существенной для описания динамики плазмы под действием интенсивных СВЧ- и лазерных излучений, а также для задач лазерного термоядерного синтеза и лазероплазменного ускорения заряженных частиц и генерации излучения различных диапазонов.

Если заряд гранулы считать постоянным, что предполагалось в работе [6], то со стороны электрического поля ионно-звуковой волны на нее будет действовать пондеромоторная сила, аналогичная силе в работе [5] и пропорциональная градиенту квадрата амплитуды поля. Однако в интенсивной волне заряд гранулы может синхронно с ней осциллировать.

Недавно А.Е. Дубинов показал [7], что на гранулу с переменным осциллирующим зарядом со стороны плазменных колебаний действуют еще две составляющие пондеромоторной силы, одна из которых является самой главной и реализуется также для случаев однородных плазмы и электрического поля.

Целью настоящей работы является получение пондеромоторной силы, действующей на заряженную гранулу с переменным зарядом со стороны интенсивной ионно-звуковой волны, электрическое поле которой имеет вид

$$E(x,t) = -E(x)\sin(kx-\omega t)$$
$$= E(x)(\cos kx \sin\omega t - \sin kx \cos\omega t), \qquad (1)$$

где ω — частота, а $k = k(\omega)$ — волновой вектор ионно-звуковой волны, определяющийся решением соответствующего дисперсионного уравнения, например уравнения (9) работы [8]. Заметим, что амплитуда поля может также зависеть и от времени.

Исходим из уравнения движения гранулы в осциллирующем электрическом поле ионно-звуковой волны

$$m\frac{d^2x}{dt^2} = \left[q_0 + q_1(x)\sin(\omega t+\varphi_1) + q_2(x)\cos(\omega t+\varphi_2)\right]$$
$$\times E(x)(\cos kx \sin\omega t - \sin kx \cos\omega t), \qquad (2)$$

в котором выражение в квадратных скобках есть заряд гранулы, состоящий из постоянной q_0 и переменных $q_{1,2}$ частей, а начальные фазы $\varphi_{1,2}$ описывают запаздывание зарядки гранулы от осцилляций электрического поля. Переменные части заряда q_1 и q_2 порождаются соответственно синусной и косинусной составляющими электрического поля интенсивной ионно-звуковой волны.

Представим координату x в виде трех составляющих, медленной и двух быстро осциллирующих:

$$x = \bar{x} + \xi\sin\omega t + \eta\cos\omega t. \qquad (3)$$

Разложим заданные функции $E(x)$, $q_{1,2}(x)$, $\sin kx$, $\cos kx$ в ряд по степеням ξ и η, удерживая все члены разложения, имеющие порядок до линейного включительно:

$$E(x)\sin kx = E(\bar{x})\sin k\bar{x} + \left[\frac{dE(\bar{x})}{d\bar{x}}\sin k\bar{x} + kE(\bar{x})\cos k\bar{x}\right] \times (\xi\sin\omega t + \eta\cos\omega t)\ldots,$$

$$E(x)\cos kx = E(\bar{x})\cos k\bar{x} + \left[\frac{dE(\bar{x})}{d\bar{x}}\cos k\bar{x} - kE(\bar{x})\sin k\bar{x}\right] \times (\xi\sin\omega t + \eta\cos\omega t)\ldots,$$

$$q_{1,2}(x) = q_{1,2}(\bar{x}) + \frac{dq_{1,2}(\bar{x})}{d\bar{x}}(\xi\sin\omega t + \eta\cos\omega t)\ldots \quad (4)$$

Подставляя выражение (3) в уравнение (2) и приравнивая с учетом разложений (4) коэффициенты при $\sin\omega t$ и $\cos\omega t$ справа и слева от знака равенства, получим соотношение для амплитуд быстро осциллирующих добавок к медленной координате ξ и η:

$$\xi = -\frac{q_0}{m\omega^2}E(\bar{x})\cos k\bar{x}, \quad \eta = \frac{q_0}{m\omega^2}E(\bar{x})\sin k\bar{x}. \quad (5)$$

Подставив выражения (3)–(5) в соотношение (2), получим следующее уравнение:

$$m\frac{d^2\bar{x}}{dt^2} = E(\bar{x})(\cos k\bar{x}\sin\omega t - \sin k\bar{x}\cos\omega t) \times \Big\{q_0 + q_1(\bar{x})\sin(\omega t + \varphi_1) + q_2(\bar{x})\cos(\omega t + \varphi_2) - \frac{q_0}{m\omega^2}E(\bar{x})(\cos k\bar{x}\sin\omega t - \sin k\bar{x}\cos\omega t) \times \left[\frac{dq_1(\bar{x})}{d\bar{x}}\sin(\omega t + \varphi_1) + \frac{dq_2(\bar{x})}{d\bar{x}}\cos(\omega t + \varphi_2)\right]\Big\} \times \Big\{1 - \frac{q_0}{m\omega^2}\Big[\frac{dE(\bar{x})}{d\bar{x}}(\cos k\bar{x}\sin\omega t - \sin k\bar{x}\cos\omega t) + kE(\bar{x})(\sin k\bar{x}\sin\omega t + \cos k\bar{x}\cos\omega t)\Big]\Big\}. \quad (6)$$

Теперь все эти семьдесят слагаемых надо усреднить по периоду осцилляций электрического поля ионно-звуковой волны $T = 2\pi/\omega$. При таком усреднении двадцать восемь слагаемых обращаются в нуль, два слагаемых, пропорциональных $E^2(\bar{x})$, взаимно сокращаются. Еще два слагаемых объединяются в силу Гапонова–Миллера, а остальные тридцать восемь слагаемых дают модифицированные составляющие пондеромоторных сил Дубинова и новые слагаемые, пропорциональные $kE^3(\bar{x})$.

Окончательное уравнение движения гранулы с переменным зарядом в интенсивном поле ионно-звуковой волны имеет следующий вид:

$$m\frac{d^2\bar{x}}{dt^2} = -\frac{q_0^2}{4m\omega^2}\frac{dE^2(\bar{x})}{d\bar{x}} + \frac{1}{2}E(\bar{x})q_1(\bar{x})\cos(k\bar{x} + \varphi_1) - \frac{1}{2}E(\bar{x})q_2(\bar{x})\sin(k\bar{x} + \varphi_2) + \frac{q_0^2}{8m^2\omega^4}\frac{dE^3(\bar{x})}{d\bar{x}}\frac{dq_1(\bar{x})}{d\bar{x}} \times \cos(k\bar{x} + \varphi_1) - \frac{q_0^2}{8m^2\omega^4}\frac{dE^3(\bar{x})}{d\bar{x}}\frac{dq_2(\bar{x})}{d\bar{x}}\sin(k\bar{x} + \varphi_2) - \frac{kq_0^2}{8m^2\omega^4}E^3(\bar{x})\frac{dq_1(\bar{x})}{d\bar{x}}\sin(k\bar{x} + \varphi_1) - \frac{kq_0^2}{8m^2\omega^4}E^3(\bar{x})\frac{dq_2(\bar{x})}{d\bar{x}}\cos(k\bar{x} + \varphi_2). \quad (7)$$

Первое слагаемое в уравнении (7) представляет собой силу Гапонова–Миллера, тогда как второе–пятое слагаемые есть модифицированные силы Дубинова. Шестое и седьмое слагаемые — новые слагаемые пондеромоторной силы.

К аналогичным результатам мы придем, если будем рассматривать вместо электрического поля ионно-звуковой волны электрическое поле плазменной волны. В уравнении (7) под k в этом случае следует понимать волновой вектор плазменной волны, являющийся решением соответствующего дисперсионного уравнения.

Следует заметить, что область волновых векторов в ионно-звуковой волне должна быть выбрана такой, чтобы фазовый множитель $k\bar{x} \ll 1$, а соответственно функции $\sin k\bar{x}$ и $\cos k\bar{x}$ были бы медленно меняющимися функциями координаты $\bar{x}$.

Теперь обсудим составляющие пондеромоторной силы подробнее. Модифицированные слагаемые Дубинова в уравнении (7) благодаря фазовой неоднородности поля ионно-звуковой волны $k\bar{x}$ никогда не обращаются в нуль, даже при $\varphi_{1,2} = 0$ или $\varphi_{1,2} = \pi/2$.

Новые слагаемые силы пропорциональны $k(\omega)$, $E^3(\bar{x})$ и градиентам $q_{1,2}(\bar{x})$. Поэтому они отличны от нуля даже в однородном электрическом поле ионно-звуковой волны и по своей величине могут конкурировать с силой Гапонова–Миллера, а также с силой Дубинова, пропорциональной $E(\bar{x})q_1(\bar{x})$.

При величинах k и q_2, стремящихся к нулю, мы приходим к задаче и ее решениям А.Е. Дубинова [7], который рассматривал пондеромоторные силы, действующие на гранулу с переменным зарядом в поле плазменных колебаний пылевой плазмы. Аналогичная задача реализуется при рассмотрении лабораторной пылевой плазмы в поле конденсатора, к обкладкам которого приложено быстро осциллирующее напряжение большой величины.

В настоящей работе найдены новые составляющие пондеромоторной силы, которые ранее не описывались в литературе. Эти составляющие являются неисчезающими в случае однородного электрического поля ионно-звуковой волны и приводят к направленным транспортным процессам пылевой фракции в плазме.

Список литературы

[1] *Цитович В.Н.* // УФН. 1997. Т. 167. № 1. С. 57.
[2] *Verheest F.* // Spase Sci. Rev. 1997. Vol. 77. P. 267.
[3] *Verheest F.* // Plasm. Phys. Control. Fusion. 1999. Vol. 41. P. A445.
[4] *Merlino R.L., Goree J.A.* // Phys. Todey. 2004. N 7. P. 32.
[5] *Гапонов А.В., Миллер М.А.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. Вып. 2. С. 242.
[6] *Shukla P.K., Rosenberg M.* // Phys. Plasmas. 1999. Vol. 6. P. 1371.
[7] *Дубинов А.Е.* // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 3. С. 59.
[8] *Дубинов А.Е., Сазонкин М.А.* // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 9. С. 29.