

ГЕНЕРАЦИЯ ТОКА УВЛЕЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ ПРИ НАРАСТАНИИ ПОЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л.М. Горбунов, С.Р. Гутьеррес

Рассмотрена генерация тока увлечения при нарастании со временем амплитуды высокочастотной волны. Показано, что установление стационарного тока происходит различным образом для продольных и поперечных волн. Обсуждается вопрос об усредненных силах в плазме и связь тока увлечения с импульсом волны.

Возникновение квазистационарного тока увлечения при прохождении высокочастотной волны через плазму связано с действием усредненных сил. В ряде работ обсуждался вопрос о влиянии на усредненные силы медленного изменения амплитуды высокочастотной волны со временем (см., напр., /1-3/). Полученные различными авторами результаты не всегда согласуются между собой.

В настоящей работе с помощью простой одночастичной модели плазмы рассмотрен процесс генерации тока увлечения при нарастании со временем амплитуды высокочастотной волны. Показано, что стационарный ток увлечения, изучавшийся во многих работах (см., напр., /4-7/), устанавливается различным образом для продольных и поперечных волн. Отсюда следует, что действие усредненных сил, определяющих медленным изменением амплитуды высокочастотной волны со временем, зависит от поляризации волны.

Рассмотрим волну, напряженность электрического поля которой изменяется по закону

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 f(t) \sin(\omega t - \vec{k} \vec{r}), \quad (1)$$

где $f(t)$ — функция, определяющая процесс нарастания амплитуды волны до значения \vec{E}_0 . В одночастичной модели для описания плазмы используем уравнение движения электрона

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \frac{e}{m} \vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{e}{mc} \left[\frac{d\vec{r}}{dt} \vec{B}(\vec{r}, t) \right] - \nu \frac{d\vec{r}}{dt}, \quad (2)$$

где \vec{B} — вектор магнитной индукции волны, связанный с полем (1) уравнением $\text{rot } \vec{E} = -c^{-1} \partial \vec{B} / \partial t$; ν — эффективная частота столкновений электронов. Решение уравнения (2) будем искать в виде ряда по степеням поля. В первом (линейном) приближении получим:

$$d^2 \vec{r}_1 / dt^2 = (e/m) \vec{E}(\vec{r}_0, t) - \nu d\vec{r}_1 / dt,$$

где \vec{r}_0 — координата электрона в отсутствие волны. Во втором приближении из уравнения (2) найдем:

$$\frac{d^2 \vec{r}_2}{dt^2} = \frac{e}{m} (\vec{r}_1 \nabla) \vec{E}(\vec{r}_0, t) + \frac{e}{mc} \left[\frac{d\vec{r}_1}{dt} \vec{B}(\vec{r}_0, t) \right] - \nu \frac{d\vec{r}_2}{dt}. \quad (3)$$

Выразив магнитную индукцию через напряженность электрического поля и решив уравнение (3), получим для не зависящей от координат части плотности тока выражение

$$\vec{j} = eN(e/2m)^2 e^{-\nu t} (i/\nu) \left\{ \vec{E}_0 (\vec{k} \vec{E}_0) \Phi(t) + [\vec{E}_0 [\vec{k} \vec{E}_0]] \Phi_1(t) \right\}, \quad (4)$$

где N — концентрация электронов плазмы. При условии, что до момента времени $t = 0$ волны не было и электроны покоились, функции Φ и Φ_1 имеют вид:

$$\Phi(t) = \left(\int_0^t dt' f(t') e^{-i\omega t'} \right) \left(\int_0^t dt' f(t') e^{(\nu+i\omega)t'} \right) - \text{к.с.}, \quad \Phi_1(t) = \nu \int_0^t dt' \Phi(t'). \quad (5)$$

Подчеркнем, что при получении формулы (4) выделена однородная часть квадратичного по полю тока и усреднение по времени не использовано.

Для описания процесса включения волны рассмотрим функцию $f(t) = 1 - e^{-at}$, где величина a характеризует скорость нарастания амплитуды волны. Вычисляя входящие в формулу (5) интегралы, найдем в пределе медленного включения и редких столкновений ($a, \nu \ll \omega$)

$$\vec{j} = \frac{e^3 N}{2\omega^3 m^2} \left\{ \vec{E}_0 (\vec{k} \vec{E}_0) (1 - e^{-at}) [(1 - e^{-at}) + \frac{a}{\nu} (1 - e^{-\nu t}) \cos \omega t] + [\vec{E}_0 [\vec{k} \vec{E}_0]] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{2\nu e^{-at}}{(\nu - a)} - \frac{2a^2 e^{-\nu t}}{(\nu - a)(\nu - 2a)} + \frac{\nu e^{-2at}}{(\nu - 2a)} + \frac{a}{\omega} (1 - e^{-\nu t})(1 - e^{-at}) \sin \omega t \right] \right\}. \quad (6)$$

Первое слагаемое определяет плотность тока, создаваемого продольной волной, второе — поперечной. В обоих случаях однородный по пространству ток состоит из монотонно изменяющейся со временем части (ток увлечения) и осциллирующей быстропеременной части. Амплитуда переменного тока пропорциональна величине a и определяется скоростью нарастания поля волны в начальный момент времени ($f(0) = a$). Можно предполагать, что при учете теплового движения частиц это начальное возмущение размоется и осциллирующая часть тока исчезнет за время $\sim (k\nu_{Te})^{-1}$.

Нарастание тока увлечения для продольной и поперечной волн происходит различным образом. Для продольной волны ток повторяет ход функции $f^2(t)$ и в рассматриваемом приближении не зависит от частоты столкновений. С ростом времени ток стремится к известному значению /6/

$$\vec{j}(\infty) = (eN\vec{k}/2\omega) (eE_0/m\omega)^2. \quad (7)$$

Ток увлечения, возникающий в поле поперечной волны, также с ростом времени стремится к значению (7), но в зависимости от соотношения между ν и a его нарастание происходит различным образом. Если частота столкновений достаточно велика ($\nu > a$), то нарастание происходит по такому же закону, как и для продольной волны. Если же частота столкновений мала ($\nu < a$), то процесс установления тока увлечения определяется частотой столкновений и происходит по закону $1 - e^{-\nu t}$.

Может возникнуть впечатление (см. формулу (6)), что для поперечной волны при выполнении условия $\nu = a$ (или $\nu = 2a$) ток увлечения становится бесконечным. Однако переход к пределу $\nu \rightarrow a$ (или $\nu \rightarrow 2a$) дает конечное выражение для тока, в котором возникает временная зависимость вида ate^{-at} (или $2ate^{-2at}$).

Полученные выводы не являются следствием рассмотренного процесса включения, а сохраняются и для других функций $f(t)$.

Отличие между законами нарастания тока увлечения для продольных и поперечных волн объясняется различием усредненных сил, действующих на электроны плазмы. Для поперечной волны средняя сила пропорциональна $\langle \vec{v}_1 \vec{v} \rangle$ и отлична от нуля только из-за столкновений /4,5/. Для продольных волн средняя сила определяется выражением $\langle (\vec{r}_1 \nabla) \vec{E} \rangle$, которое пропорционально df^2/dt , и связана с медленной зависимостью амплитуды волны от времени.

Заметим, что при рассмотрении движения частиц в высокочастотном поле с помощью метода усреднения /8/ теория возмущений строится по параметру ω^{-1} . При этом известное выражение для усредненной силы (силы Миллера), равное нулю в случае волны с постоянной амплитудой, пропорционально ω^{-2} . Для получения этим методом рассмотренных выше результатов необходимо использовать силу, найденную в следующем приближении ($\propto \omega^{-3}$).

Вопрос о токе увлечения тесно связан с вопросом о вкладе частиц плазмы в средний импульс волны.

Сравнивая полученное в работе /9/ выражение для импульса электронов \vec{P}_e в волновом пакете, распространяющемся в разреженной плазме, с формулой (7), найдем $\vec{j}(\infty) = (e/m)\vec{P}_e$. Таким образом, средний импульс частиц в волновом пакете и определяет ток увлечения.

В рассмотренной постановке, традиционной для работ по теории пондеромоторных сил, напряженность электрического поля волны считается заданной: величины ω и k рассматриваются как независимые, амплитуда волны изменяется только со временем. Такой подход позволяет выделить и проанализировать в достаточно общем виде эффекты, связанные с диссипацией и медленной зависимостью от времени амплитуды волны. Реализовать рассмотренную волну можно только с помощью распределенных источников в плазме. Если же волна распространяется в плазме без источников, то величины ω и k связаны дисперсионным уравнением, а изменение амплитуды волны во времени связано с ее изменением в пространстве. При этом отлична от нуля сила Миллера и ее также необходимо учитывать при рассмотрении тока увлечения. Зависимость силы от координат приводит к неоднородности тока увлечения и возникновению квазистатического электрического поля. Результаты в этом случае определяются граничными условиями на краях плазмы и не могут быть получены в общем виде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ts kh a k a y a D. D. J. Plasma Phys., 25, 233 (1981).
2. Statham G., ter Haar D., Plasma Phys., 25, 681 (1983).
3. V u c o v i c S. Laser and Particle Beams, 2, 293 (1984).
4. Barlow H. E. M. Proc. IRE. 46, 1411 (1958).
5. Гуревич Л. Э., Румянцев А. А. ФТТ, 9, 75 (1967).
6. Рубинштейн Е. А. УФЖ, 17, 1814 (1972).
7. Гуревич Л. Э., Травников В. С. ФТП, 16, 2180 (1982).
8. Klima R., Petržilka V. A. J. Plasma Phys., 7, 329 (1972).
9. Морозов А. И., Соловьев Л. С. Вопросы теории плазмы. М., Атомиздат, т. 2, 1963, с. 177.

Поступила в редакцию 3 марта 1986 г.