

где  $\omega_H = -eHc/\mathcal{E}$  — величина постоянная (магн. поле работы не совершает, поэтому  $\mathcal{E} = \text{const}$ ), наз. ларморовской частотой. Интегрируя это ур-ние с учётом (1) и выбирая ось  $z$  вдоль  $H$ , получим:

$$\begin{aligned}x(t) &= x_0 + \rho \sin(\omega_H t + \alpha); \\y(t) &= y_0 + \rho \cos(\omega_H t + \alpha); \\z(t) &= z_0 + v_z t,\end{aligned}\quad (4)$$

где  $\rho = v_{\perp} / |\omega_H|$  — радиус окружности (ларморовский радиус),  $k$ -рая является проекцией траектории частицы на плоскость, перпендикулярную магн. полю;  $v_{\perp} = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ ;  $\alpha = \text{arctg}[v_y(0)/v_x(0)]$ . Как следует из (4), траектория частицы в пост. магн. поле представляет собой спираль с радиусом  $\rho$  и шагом  $l = 2\pi v_z / |\omega_H|$ .

В постоянных и однородных электрических и магнитных полях ДЗЧ обладает рядом особенностей. Пост. магн. поле не влияет на характер движения частицы вдоль  $H$  (ось  $z$ ); в этом направлении частица движется равноускоренно:

$$z = \frac{eE_z}{2m} t^2 + v_z(0) t + z_0.$$

В направлении, перпендикулярном магн. полю, ускорение частицы не происходит. Под воздействием перпендикулярной магн. полю компоненты электрич. поля  $E_{\perp}$  частицы получают пост. сдвиг скорости  $v_d = c[E_{\perp} H]/H^2$ , наз. скоростью дрейфа (см. Дрейф заряженных частиц). В системе координат, движущейся с пост. скоростью  $v_d$ , траектория ДЗЧ в скрещенных электрич. и магн. полях  $\{E_z = 0, v_z(0) = 0\}$  также представляет собой ларморовскую окружность. Для нерелятивистской частицы ( $v \ll c$ ) скорость дрейфа  $v_d \ll c$ , следовательно  $E_{\perp} \ll H$ . В скрещенных малом электрическом и большом магн. полях средняя за оборот энергия частицы сохраняется, т. е. в среднем частица движется по эквипотенциалам электрич. поля.

В квазистационарном поперечном электрическом поле ( $d \ln E_{\perp} / dt \ll |\omega_H|$ ) наряду с дрейфом  $v_d$  имеется дополнение. дрейф со скоростью  $v_{\text{н}}$ , наз. обычно и е р ц и о н н ы м, так что полная скорость дрейфа определяется выражением:  $v_d \text{ полн} = v_d + v_{\text{н}}$ , где

$$v_{\text{н}} = -\frac{mc}{eH^2} \left[ \frac{dv_d}{dt} H \right] = \frac{mc^2}{eH^2} \frac{dE_{\perp}}{dt}.$$

Для решения ур-ний (1) в статич. неоднородных полях, в к-рых характерный масштаб неоднородности значительно превышает ларморовский радиус  $\rho \ll \langle H / |\nabla H| \rangle$ , развит приближённый метод, основанный на разложении по малому параметру  $\rho \nabla H / H$ . В этом случае ДЗЧ можно представить как вращение с медленно меняющимся радиусом  $\rho(t) = [v_{\perp} \omega_H] / \omega_H^2$  вокруг перемещающегося центра ларморовской окружности  $R(t) = r(t) - \rho(t)$ , наз. в е д у щ и м ц е н т р о м. Такое приближение наз. дрейфовым, а ур-ние, описывающее плавное перемещение ведущего центра, имеет вид:

$$\begin{aligned}\frac{dR}{dt} &= \left( v_{\parallel} + \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} (h \text{ rot } E) \right) h + \frac{c}{H^2} [E H] + \\&+ \frac{1}{2H} \frac{v_{\perp}^2}{\omega_H} [h \nabla \cdot] + \frac{v_{\parallel}^2}{\omega_H} [h (h \nabla) h].\end{aligned}\quad (5)$$

Первый член в правой части (5) описывает ДЗЧ вдоль силовой линии, второй — дрейф в скрещенных полях, третий — дрейф из-за неоднородности поля, четвёртый — т. н. центробежный дрейф, связанный с кривизной силовых линий  $(h \nabla) h = n/R$  ( $n$  — орт нормали,  $h$  — орт, параллельный  $E$ ,  $R$  — радиус кривизны). При движении заряд. частицы сохраняется её магн. момент, наз. первым адиабатич. инвариантом:  $\mu = mv_{\perp}^2 / 2H = \text{const}$ . Сохранение  $\mu$  представляет собой проявление принципа адиабатической инвариантности

при квазипериодич. движении. В произвольной консервативной системе выражение для адиабатич. инварианта имеет вид  $I_1 = \oint p_i dq_i = \text{const}$ , где предполагается, что по координате  $q_i$  имеет место квазипериодич. движение. В случае ларморовского вращения  $p_{\perp} = mv_{\perp}$ ,  $dq_{\perp} = \rho d\varphi$  ( $\varphi$  — фаза вращения). Тогда  $I_1 = \oint p_{\perp} \rho d\varphi = 4\pi mc\mu/e$ , то есть  $\mu = \text{const}$ . Если частица колеблется вдоль силовых линий, то в таком движении сохраняется интеграл  $I_2 = \oint mv_{\parallel} dl$ . Выражая  $v_{\parallel}$  через  $\mathcal{E}_{\parallel}$  и  $\mu$ , получаем  $I_2 = \oint \sqrt{\mathcal{E}_{\parallel} - \mu H} dl$ , наз. обычно вторым адиабатич. инвариантом. Для выполнения условий его существования необходимо, чтобы за период одного продольного колебания частицы магн. поле, вдоль силовой линии  $k$ -рого движется частица, изменилось мало. Такое изменение может быть вызвано, напр., пространств. неоднородностью магн. поля, приводящей к поперечному дрейфу частицы (во время  $k$ -рого она переходит с одной силовой линии на другую), а также нестационарностью магн. поля. В последнем случае энергия частицы уже не является интегралом движения, но адиабатич. инвариант  $I_2$  сохраняется в обычном смысле.

Если дрейфовое движение частицы поперёк силовых линий магн. поля носит циклич. характер, можно ввести третий адиабатич. инвариант  $I_3$ . Его роль играет магн. поток внутри силовой трубки, охватываемой дрейфовой траекторией частицы.

На сохранении первого адиабатич. инварианта основана идея удержания частиц в т. н. адиабатич. ловушке (см. Открытые ловушки, Магнитные ловушки).

Лит.: Спитцер Л., Физика полностью ионизованного газа, пер. с англ., М., 1965; Кролл Н., Трайвельс А., Основы физики плазмы, пер. с англ., М., 1975; Аринович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. Е. В. Милин, В. Н. Оравский.

**ЗАТРАВочная МАССА** в квантовой теории поля — параметр, характеризующий связь между импульсом и скоростью частицы без учёта её самодействия. В физ. процессах Э. м. появляется только в сумме с добавками, обусловленными взаимодействием с собств. полем, а также поляризац. вакуума. Эта сумма образует ф и з и ч е с к у ю (наблюдаемую) массу частицы. А. В. Ефремов.

**ЗАТРАВочный ЗАРЯД** (затравочная константа взаимодействия) в квантовой теории поля — параметр, характеризующий взаимодействие частиц (полей) без учёта перенормировок. В физ. процессах Э. з. появляется только в сумме с добавками — радиационными поправками, обусловленными поляризацией вакуума. Эта сумма образует ф и з и ч е с к и й (наблюдаемый) заряд. А. В. Ефремов.

**ЗАТУХАНИЕ ЗВУКА** — уменьшение интенсивности звуковой волны (для гармонич. волны — уменьшение амплитуды) по мере её распространения. Э. з. обусловлено рядом причин, основными из к-рых являются т. н. расхождение волны, рассеяние и поглощение звука. Затухание вследствие расхождения волны связано с тем, что на больших расстояниях  $r$  от источника поток излучаемой звуковой энергии по мере распространения распределяется на всё увеличивающуюся площадь волновой поверхности и, соответственно, уменьшается поток энергии, приходящийся на единицу поверхности, т. е. интенсивность звука. В сферич. волне интенсивность убывает с расстоянием пропорционально  $r^{-2}$ , в цилиндрической —  $\sim r^{-1}$ .

Рассеяние звука на препятствиях в среде, на её неоднородностях, размеры к-рых малы или сравнимы с длиной волны, приводит к уменьшению потока энергии в первонач. направлении распространения звука. Характерными рассеивателями в газах являются жидкие капли (туман) или частицы твёрдых веществ (аэрозоли), в жидкости — пузырьки воздуха, в твёрдых телах — разл. инородные включения или отдельные кристаллиты в поликристаллах. Рассеяние на неров-