

Резонансный способ локализации и нагрева плазмы переменным электромагнитным давлением

Г. А. Аскаръян, М. С. Рабинович

Рассмотрим кратко резонансную раскачку объемных колебаний сгустка плазмы модулированным по амплитуде электромагнитным полем, создающим пульсирующее равномерно распределенное давление на поверхность плазмы. Эта проблема имеет отношение к попыткам достижения больших импульсных температур и давлений плазмы, необходимых, например, для интенсификации или инициирования термоядерных процессов при ограниченных по величине достижимых амплитудах электромагнитного поля. Модулированное изотропное давление на поверхность квазисферического сгустка может быть реализовано при воздействии на сгусток плазмы модулированным интенсивным коротковолновым излучением, модулированным быстро блуждающим в области сгустка магнитным полем, создаваемым или модулированной суперпозицией трех быстро-переменных магнитных полей, или (в случае летящего сгустка) пространственно модулированным магнитным полем, хаотично распределенным на пути полета сгустка, и т. д.

Предположим для простоты, что переменное электромагнитное поле экранируется электронами плазмы и не проникает внутрь нее. Тогда на поверхность плазмы будет действовать давление $P_{cp}(t) = \frac{H^2(t)}{8\pi}$, где H — напряженность магнитного поля у поверхности плазмы и усреднение производится по высокочастотным циклам.

Раскачивающее действие переменного давления существенно зависит от соотношения между эффективной частотой модуляции и частотой собственных пульсаций сгустка. Процесс раскачки объемных колебаний будет происходить эффективно и быстро, если эффективная частота модуляции близка к квазиакустической резонансной частоте радиальных пульсаций сгустка $\nu_{рез}$, которая для сгустка плотной плазмы равна по порядку величины отношению скорости распространения объемных волн в плазме к размеру сгустка: $\nu_{рез} \approx \frac{u}{2a_0} \sim \frac{1}{a_0} \sqrt{\frac{\epsilon_T}{A}} \text{ МГц}$, где ϵ_T — тепловая кинетическая энергия ионов плазмы, A — их атомный вес, a_0 — радиус сгустка. Например, при $\epsilon_T \approx 30 \text{ эв}$ и $a_0 \approx 10 \text{ см}$ $\nu_{рез} \approx 1 \text{ МГц}$, что показывает практическую возможность резонансной раскачки пульсаций.

Предположим, что в пульсациях участвует одновременно основная масса плазмы сгустка (например, при однородных деформациях, в случае, когда скорость изменения внешнего давления не слишком велика). Тогда уравнение раскачки вынужденных пульсаций сгустка в безразмерной записи имеет вид: $\frac{1}{z^2} \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{1}{z^3} - f_{внш}(\tau)$, где $z = \frac{a(t)}{a_0}$; $f = \frac{P_{внш}}{P_0}$ и $\tau = \nu_{рез} \cdot t$.

Это уравнение может быть решено численно для различных видов функций модуляции $f(\tau)$.

(Для сравнения можно указать на аналогичную задачу о возбуждении пульсаций пузырька газа в ультразвуковой или ударной волне в жидкости). Если $f(\tau)$ — периодическая функция, то колебания сгустка имеют характер биений, так как частота пульсаций сгустка зависит от амплитуды колебаний, и через определенные промежутки времени внешняя сила гасит вызываемые ею колебания. Поэтому, когда необходимо получить достаточно большие амплитуды колебаний, желательно изменять период внешнего возбуждения в соответствии с изменением периода пульсаций сгустка. Такая синхронизация может быть подобрана заранее либо обеспечена устройством, следящим за пульсациями сгустка.

Малая поверхность сгустка в моменты максимального сжатия и быстрая раскачка колебаний позволяют пренебречь развитием эффектов неустойчивостей и ослабить влияние испарения частиц плазмы. Испарение может быть обусловлено тем, что основная концентрирующая сила — динамический напор радиально пульсирующей плазмы — не устраняет возможности ухода частиц с поверхности. Этот эффект может быть уменьшен применением неполной модуляции амплитуды внешнего поля. Это оправдывает рассмотрение способов эффективного быстрого возбуждения сильных пульсаций малыми изменениями большого (максимально достижимого) давления.

Оценим по порядку величины коэффициент трансформации давления, т. е. отношение максимального используемого внешнего давления $P_{внш}$ к максимальному достижимому внутреннему давлению в плотной плазме, в грубом предположении идеальности процесса. Приравнявая работу внешнего давления к изменению внутренней энергии газа (в моменты максимальных сжатия и расширения кинетическая энергия движения равна нулю), получим:

$$P_{внш}(V_{max} - V_{min}) = \frac{1}{\gamma - 1}(P_{max} V_{min} - P_1 V_{max}),$$

где P_1 — внутреннее давление в момент наибольшего расширения, γ — отношение теплоемкостей плазменного газа, V — объем сгустка. Но $P_1 V_{max} = P_{max} V_{min}$, поэтому

$$K_P = \frac{P_{max}}{P_{внш}} = (\gamma - 1) \frac{(K_V - 1)}{\left(1 - \frac{1}{K_V^{\gamma-1}}\right)},$$

где $K_V = \frac{V_{max}}{V_{min}}$. Допустим, что $K_V \gg 1$, например, $K_V \sim 30$, тогда $K_P \approx (\gamma - 1) K_V \sim 20$ при $\gamma = \frac{5}{3}$ (одноатомный газ).

Кроме массовых пульсаций сгустка, представляет интерес резкая импульсная или высокочастотная модуляция давления, приводящая или к созданию сходящихся сферических волн большой амплитуды, или к возбуждению резонансов на высших

* Работа выполнена в начале 1957 г.

гармониках и сильному нагреву плазмы из-за диссипации этих высокочастотных акустических колебаний.

Очевидно, что аналогичное рассмотрение раскачки резонансных квазиакустических колебаний может быть проведено для сгустков плазмы, удерживаемых от растекания в некоторых направлениях сильным магнитным полем, а также для протяженных форм плазменных сгустков, например для плоского слоя, цилиндра или тора плазмы, причем для воздействия на поверхность можно использовать также пульсирующие токи, создаваемые переменными электрическими полями. Однако протяженные конфигурации являются неустойчивыми к изгибу. Поэтому сферическая симметрия кажется более перспективной в отношении обеспечения более длительного сохранения формы.

Следует отметить, что в динамическом режиме

пульсаций условия устойчивости плазменных образований могут отличаться от стационарных, причем в некоторых случаях возможно появление динамической устойчивости формы.

Отметим также, что в случае неплотной или сильно нагретой плазмы (когда можно пренебречь соударением ионов) резкое наложение электромагнитного воздействия на электроны квазинейтральной плазмы вызовет вследствие кулоновской связи электронов и ионов интенсивные радиальные осцилляции ионов, многократно пролетающих вблизи центра с большими встречными скоростями. Этот способ «над температурной» раскачки ионных колебаний является своеобразным аналогом создания «болтанки» заряженных частиц в постоянных электрических полях.

Поступило в редакцию 5 VIII 1958 г.

О поведении малых сгустков плазмы в волноводе и взаимодействии их с проводящими стенками

Г. А. Аскарьян

Выявление условий, обеспечивающих изоляцию и отталкивание сгустков квазинейтральной плазмы от стенок волновода, представляет интерес в связи с предложенными Векслером [1] способами радиационного ускорения плазмы, сгруппированной в сгустки для повышения радиационных или иных диссипативных свойств и для обеспечения кулоновского увлечения ионов электронами. Эти условия изоляции существенны также при рассмотрении различных способов инжекции и накопления плазмы и транспортировки через трубопроводы плазменных сгустков, несущих магнитные поля. Исследованию радиальной устойчивости малых сгустков вблизи оси волновода посвящены работы М. Л. Левина и автора [2]. В статье [2] рассматриваются также осевая устойчивость и локализация сгустков плазмы, пролетающих вблизи оси распределенных магнитных полей.

В данной статье вычисляется радиальная сила, действующая на малый сгусток плазмы в полях простейших типов волн при его смещении на любые расстояния, превышающие размеры сгустка, и производится оценка силы взаимодействия сгустка с проводящими стенками, а также указывается на некоторые возможные разновидности трубопроводов и рефлекторов токонесящих сгустков.

При рассмотрении поведения сгустка в волноводе следует иметь в виду, что для достаточно малых индуцируемых дипольных моментов сгустка (например, при очень малых размерах сгустка или малой динамической поляризуемости) взаимодействие сгустка со стенками мало по сравнению с воздействием волнового поля даже вблизи стенок, так как воздействие волны пропорционально первой степени, а взаимодействие со стенкой — квадрату малого дипольного момента. Для таких малых сгустков можно вычислить радиальные силы, действующие на сгусток при любом смещении его от оси.

Выражения для осесимметричных полей H_0 - и E_0 -волн в объединенной записи имеют вид (левые

компоненты в фигурных скобках относятся H_0 -волне):

$$\{H_z; E_z\} = \{H_a; E_a\} J_0(xr) \sin(\omega t - hz),$$

$$\{H_r; E_r\} = \{H_a; E_a\} \frac{h}{x} J_1(xr) \cos(\omega t - hz),$$

$$\{E_z; H_z\} = \{-H_a; E_a\} \frac{k}{x} J_1(xr) \cos(\omega t - hz),$$

где H_a и E_a — амплитуды волн на оси волновода, r — расстояние до оси, x и h — поперечное и продольное волновые числа ($h^2 + x^2 = k^2$), связанные с радиусом волновода R граничными условиями:

$$J_1(xR) = 0, \quad \left(x \approx \frac{3,8}{R}\right) \text{ для } H_0\text{-волны и } J_0(xR) = 0, \\ \left(x \approx \frac{2,4}{R}\right) \text{ для } E_0\text{-волны.}$$

В H_0 -волне усредненные по времени радиальные силы, действующие на электрический (P) и магнитный (M) моменты сгустка, представляются выражениями:

$$(F_P)_{cp} = \left(P_r \frac{\partial E_r}{\partial r}\right)_{cp} = \frac{\alpha}{2} H_a^2 \frac{k^2}{x^2} J_1 J_1' \cos \varphi_P,$$

$$(F_M)_{cp} = \left(M_r \frac{\partial H_r}{\partial r} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial r}\right)_{cp} = \\ = \frac{\beta}{2} H_a^2 \left\{ \frac{h^2}{x^2} J_1 J_1' + J_0 J_0' \right\} \cos \varphi_M.$$

В этих выражениях α и β — коэффициенты динамических электро- и магнитополяризуемостей изотропного сгустка, а φ_M и φ_P — фазовые сдвиги между электрическим и магнитным моментами сгустка и полем (в частности, для экранирующего квазисферического сгустка с радиусом a $\alpha = -23 = a^3$ и $\varphi_P = \varphi_M = 0$); J и J' — функция Бесселя от аргумента xr и ее производная по r (в дальнейшем использу-