

01,04,09

О ДОППЛЕРОВСКОМ МЕХАНИЗМЕ ОГРАНИЧЕНИЯ
РЕЗОНАНСНОГО ПРОДОЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ПОЛЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ПУЧКОМ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КРИТИЧЕСКОЙ
ПОВЕРХНОСТИ ДВИЖУЩЕГОСЯ СЛОЯ
ПЛАВНОНЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

© В.С.Бухман, Н.С.Бухман

Плодоовощной институт им. И.В. Мичурина,

393740 Мичуринск, Россия

(Поступило в Редакцию 24 февраля 1994 г.

В окончательной редакции 7 февраля 1995 г.)

Рассмотрен доплеровский механизм ограничения поля в плазменном резонансе на критической поверхности слоя плазмы, двигающейся вдоль собственной критической поверхности. По области проявления данный механизм отличается от других конвективных механизмов ограничения плазменного резонанса тем, что не требует наличия потока плазмы через критическую поверхность, а по форме проявления тем, что он модифицирует не только поперечную, но и продольную геометрию зоны резонансного нагрева плазмы.

Введение

Известно [1,2], что при отражении электромагнитной волны от плавнонеоднородного слоя слабостолкновительной плазмы с максимальной плотностью, превышающей критическую плотность ($n_{cr} = m\omega^2/4\pi e^2$, где ω — частота падающей волны) на критической поверхности плазменного слоя, определяемой условием $n = n_{cr}$, происходит резонансное возрастание продольной компоненты электрического поля падающей волны — плазменный резонанс. Плазменный резонанс вызван совпадением частоты падающей электромагнитной волны с локальной (на критической поверхности) плазменной частотой и в линейном приближении для холодной бесстолкновительной плазмы приводит к неограниченному возрастанию резонансного поля на критической поверхности [3], несмотря на конечность интегрального коэффициента резонансного поглощения электромагнитной волны.

Отказ от приближения холодной бесстолкновительной покоящейся бестоковой плазмы приводит к появлению целого ряда линейных механизмов ограничения резонансного поля [1,2,4]. Это ограничение может быть связано с обратнo-тормозным поглощением (электрон-ионные столкновения), с линейной трансформацией в плазменные волны (в "теплой" плазме), с выносом возбуждения из области резонанса и т. д. Приближенное описание двух первых механизмов ограничения резонансного поля может быть достигнуто введением (для каждого из этих механизмов) некоторой эквивалентной частоты столкновений на критической поверхности ν ; доминирует тот механизм ограничения, у которого ν больше. Введение эквивалентной частоты столкновений позволяет связать резонансное поле на критической поверхности E_r с мощностью резонансного поглощения на единице площади критической поверхности w_r посредством соотношения

$$E_r^2 = 8w_r(\omega/\nu)^2/(\omega L), \quad (1)$$

где L — характерная длина неоднородности плазменного слоя, определяемая соотношением $(dn/dz) = n_{cr}/L$ при $n = n_{cr}$.

Толщина области резонансного нагрева плазмы Δz_r , в которой возбуждается резонансное поле (1), также определяется величиной параметра ν . Именно

$$\Delta z_r = (\nu/\omega)L. \quad (2)$$

Что же касается поверхностной мощности резонансного поглощения w_r , то она (в случае $\nu \ll \omega$) не зависит от ν и обычно рассчитывается в предположении $\nu = 0$ [1,2].

Общим для упомянутых механизмов ограничения резонансного поля является их одинаковая эффективность для плоской волны и для волнового пучка. В данной работе мы рассмотрим один механизм ограничения резонансного поля, эффективный только для волновых пучков.

Речь идет об учете сдвига критической поверхности движущегося плазменного слоя за счет эффекта Допплера. Пусть электромагнитная волна отражается от критической поверхности движущейся плазмы¹ (такая ситуация достаточно типична как в ЛТС, так и при взаимодействии СВЧ волн с плазмой). Если речь идет о плоской волне, то учет эффекта Допплера приводит лишь к фиксированному доплеровскому сдвигу частоты падающей волны (с точки зрения плазмы) и к соответствующему сдвигу критической поверхности, что ввиду малости этого сдвига несущественно. Если же падающая волна является волновым пучком, состоящим, как известно, из плоских волн, распространяющихся под различными углами к направлению движения плазмы и поэтому имеющих разные доплеровские сдвиги частоты, то учет эффекта Допплера приведет к "размыванию" критической поверхности и к соответствующему увеличению толщины зоны резонансного нагрева плазмы и ограничению резонансного поля.

¹ Из дальнейшего ясно, что рассматриваемый эффект обеспечивается движением плазмы параллельно критической поверхности, так что сама критическая поверхность плазменного слоя может и покоиться. В первую очередь полученные результаты относятся к газодинамическому течению плазмы, но могут использоваться и для токонесущей плазмы, если влиянием магнитного поля токов на плазменный резонанс можно пренебречь.

Пусть слой плазмы движется (в лабораторной системе отсчета) со скоростью v под углом β к направлению градиента плотности плазмы. Если на этот слой падает монохроматическая (ω) плоская волна, то доплеровский сдвиг частоты падающей волны с точки зрения плазмы определяется (с точностью до членов $\sim v/c$) выражением

$$\Delta\omega/\omega = (v/c) \cos(\beta - \alpha), \quad (3)$$

где α — угол падения волны.

В формуле (3) ω — это частота падающей на плазменный слой волны в лабораторной системе отсчета, в которой источник монохроматического излучения покоится, а плазменный слой движется со скоростью v , а $\omega + \Delta\omega$ — это частота той же самой электромагнитной волны в “плазменной” системе отсчета, двигающейся вместе с плазмой (т.е. системы отсчета, в которой плазма покоится, а источник излучения движется). Только в “плазменной” системе отсчета плазменные колебания в холодной плазме (а следовательно, и резонансное поле) могут считаться квазипотенциальными и не имеющими магнитной составляющей, а условие резонанса заключается в совпадении частоты внешнего электромагнитного поля и локальной плазменной частоты. Поэтому ниже мы пользуемся “плазменной” системой отсчета.

В лабораторной же системе отсчета плазменные колебания пришлось бы рассматривать как переносящие энергию и импульс электромагнитные волны, что заметно усложнило бы рассмотрение без изменения результатов.² В случае плавнонеоднородного ($k_0 L \gg 1$) слоя плазмы достаточно ограничиться параксиальными ($\alpha \ll 1$) плоскими волнами, поскольку непараксиальные волны не возбуждают плазменный резонанс [1,2]. Тогда

$$\Delta\omega/\omega = v_l/c + (v_{tr}/c)\alpha, \quad (4)$$

где v_l и v_{tr} — продольная и поперечная (по отношению к градиенту плотности) компоненты скорости плазмы.

Пусть $\delta\alpha$ — полуширина диаграммы направленности падающего на плазменный слой пучка.³ В этом случае для полуширины частотного спектра падающей волны (с точки зрения плазмы) $\delta\omega$ имеем

$$\delta\omega/\omega = (v_{tr}/c)\delta\alpha. \quad (5)$$

Ясно, что дальнейший анализ определяется соотношением между шириной спектра падающей волны $\delta\omega$ и эквивалентной частотой столкновений ν . В случае $\delta\omega \ll \nu$ уширение спектра падающей волны несущественно, потому что оно будет маскироваться достаточно низкой

² Следует упомянуть также, что резонансное электрическое (с точки зрения плазмы) поле в лабораторной системе координат приобретет магнитную составляющую $\sim v/c$. Вряд ли это приведет к чему-нибудь интересному, так как реальные процессы все равно происходят в плазме, а она этого магнитного поля “не видит”. Правда, лабораторные датчики могут его и заметить.

³ Она же — полуширина его углового спектра и половина угла сходимости крайних лучей сфокусированного пучка [5]. Далее для краткости мы будем именовать $\delta\alpha$ просто углом фокусировки.

эквивалентной добротностью плазменных осцилляторов (ω/ν) [6]. В случае же $\delta\omega \gg \nu$ доплеровское уширение спектра падающей волны способно привести к “расслоению” резонансного поля по продольной координате и тем самым радикально изменить геометрию зоны резонансного нагрева плазмы.⁴ Поэтому введем параметр $\delta\alpha_D$ так, чтобы при $\delta\alpha = \delta\alpha_D$ иметь $\delta\omega = \nu$, т. е.

$$\delta\alpha_D = (\nu/\omega)/(v_{tr}/c). \quad (6)$$

Коль скоро речь идет о резонансном поле, возбуждаемом пучком электромагнитных волн, необходимо принять во внимание и угловую фильтрацию пучка в плазменном резонансе [6,7]. Эта угловая фильтрация является следствием селективности резонансного поглощения по углу падения плоской волны [1,2] и проявляется в том, что реальное участие в возбуждении резонансного поля на критической поверхности принимает только та часть пучка, угловой спектр которой соответствует углам падения $\alpha < \delta\alpha_0$, где $\delta\alpha_0 = (k_0 L)^{-1/3}$, $k_0 = \omega/c = 1/\lambda_0$.

Далее мы ограничимся рассмотрением случая квазинормального падения осесимметричного пучка (когда угол падения пучка как целого не превышает его угла фокусировки $\delta\alpha$). В этом случае характер возбуждаемого пучком резонансного поля определяется соотношением между тремя параметрами $\delta\alpha$, $\delta\alpha_D$, $\delta\alpha_0$, лишь первый из которых является параметром пучка, а два других — параметрами движущегося плазменного слоя.

Основные характеристики падающего на плазменный слой пучка электромагнитных волн и резонансного поля

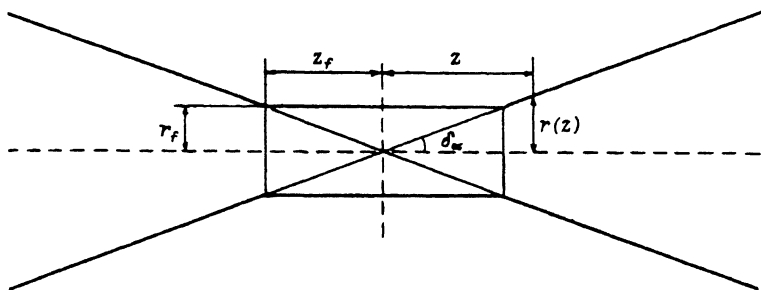
Дальнейший анализ проведен в рамках полуколичественного “конфокального” приближения (см., например, [5,8]). В рамках этого приближения угол фокусировки пучка $\delta\alpha$ определяет радиус фокального пятна r_f , длину фокальной области $2z_f$ (параметр z_f обычно именуется конфокальным параметром) и характер зависимости радиуса пучка $r(z)$ от расстояния до его фокуса z следующим образом (см. рисунок):

$$r_f = 2\lambda_0/\delta\alpha, \quad z_f = r_f^2/2\lambda_0 = 2\lambda_0/(\delta\alpha)^2,$$

$$r(z) = r_f \quad \text{при} \quad |z| < z_f, \quad r(z) = \delta\alpha z \quad \text{при} \quad |z| > z_f. \quad (7)$$

Область $|z| < z_f$ обычно именуется фокальной областью, или ближней зоной пучка, область $|z| > z_f$ — дальней зоной, или лучевой областью. В конфокальном приближении пучок полностью задается своей мощностью W , длиной волны λ_0 , углом фокусировки $\delta\alpha$ и расстоянием z между фокусом и критической поверхностью. Индивидуальный профиль пучка во внимание не принимается.

⁴ Впрочем, как станет ясно из дальнейшего, просто положить $\nu = 0$ в случае $\nu \ll \delta\omega$ все равно нельзя. Допплеровское уширение области резонансного нагрева плазмы не удастся описать с помощью единого параметра типа ν в отличие от упомянутых выше “универсальных” (по отношению к степени сфокусированности пучка) механизмов ограничения резонанса.



Нас в первую очередь будут интересовать такие характеристики резонансного поля, как интегральный коэффициент резонансного поглощения Q_r , поверхностная мощность резонансного поглощения w_r , характерные полуширины (по осям x и y ⁵) образующейся на критической поверхности зоны резонансного нагрева плазмы r_{rx} , r_{ry} , характерная толщина зоны резонансного нагрева Δz_r , характерное значение интенсивности электрического поля в резонансе E_r^2 . Не все из перечисленных параметров являются независимыми. Ясно, что

$$w_r = WQ_r / (4r_{rx}r_{ry}), \quad E_r^2 = 8w_r / (\nu\Delta z_r), \quad (8)$$

поэтому реально независимыми параметрами являются Q_r , r_{rx} , r_{ry} , Δz_r . Очевидно, что существенность или несущественность доплеровского расслоения пучка определяется величиной параметра

$$n_{D0} = \delta\alpha_0 / \delta\alpha_D = (k_0L)^{-1/3}(\nu/c) / (\nu/\omega). \quad (9)$$

Случай несущественности доплеровского расслоения пучка ($n_{D0} < 1$)

В случае⁶ $n_{D0} < 1$ доплеровским расслоением можно пренебречь при любом угле фокусировки пучка $\delta\alpha$, поскольку при любом $\delta\alpha$ угловая фильтрация обеспечивает достаточную узость диаграммы направленности той части пучка, которая реально возбуждает резонансное поле ($\delta\alpha_0 < \delta\alpha_D$).

Если, кроме того, пучок слабо сфокусирован ($\delta\alpha < \delta\alpha_0$), то можно пренебречь и угловой фильтрацией. Тогда из простых геометрических соображений имеем

$$Q_r = 0.5\tilde{Q}(\delta\alpha_0/\delta\alpha_0) = 0.25(\delta\alpha/\delta\alpha_0)^2, \quad (10)$$

⁵ Далее будем для определенности считать, что поперечная (по отношению к градиенту плотности плазмы) компонента скорости плазмы направлена вдоль оси z .

⁶ В рамках данного полуколичественного рассмотрения естественно пренебречь доплеровским расслоением пучка, не только когда оно малое, но и когда оно одного порядка с конкурирующим эффектом (с фильтрацией).

где $\tilde{Q}(\tau)$ — коэффициент резонансного поля плоской волны; $\tilde{Q} = 0.5\Phi_D^2(\tau)$, где $\Phi_D(\tau)$ — функция Денисова [1,2].⁷ Кроме того,

$$r_{rx} = r_{ry} = r_f \quad \text{при} \quad |z| < z_f, \quad r_{rx} = r_{ry} = \delta\alpha z \quad \text{при} \quad |z| > z_f. \quad (11)$$

Параметры w_τ и E_τ^2 легко найти с использованием (8). Видно, что при фиксированном угле фокусировки резонансное поле достигает максимальной величины при фокусировке пучка на критическую поверхность (т. е. при $|z| < z_f$). В этом случае

$$E_{\tau\max}^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha)^4/(\delta\alpha_0)^2. \quad (12)$$

Видно, что резонансное поле резко возрастает с ростом угла фокусировки $\delta\alpha$. Это обусловлено одновременным возрастанием интегрального коэффициента резонансного поглощения (10) и уменьшением поперечных размеров зоны нагрева (11).

Если же пучок сильно сфокусирован ($\delta\alpha > \delta\alpha_0$), то необходимо учитывать угловую фильтрацию с характерной шириной фильтра $\delta\alpha_0$. В итоге имеем

$$Q_\tau = 0.25(\delta\alpha_0/\delta\alpha)^2,$$

$$r_{rx} = r_{ry} = r_{f0} \quad \text{при} \quad |z| < z_{f0}, \quad r_{rx} = r_{ry} = \delta\alpha_0 z \quad \text{при} \quad |z| > z_{f0}, \quad (13)$$

где $z_{f0} = 2\lambda_0/(\delta\alpha_0)^2$, $r_{f0} = 2\lambda_0/\delta\alpha_0$.

Параметры r_{f0} и z_{f0} имеют смысл фокального радиуса и конфокального параметра “перенормированного” (в терминах [7]) пучка. Соотношение (2) в данном случае сохраняется. Тогда для резонансного поля сфокусированного на критической поверхности пучка⁸ ($|z| < z_{f0}$) имеем

$$E_{\tau\max}^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha_0)^4/(\delta\alpha)^2. \quad (14)$$

Видно, что теперь резонансное поле уменьшается с увеличением угла фокусировки $\delta\alpha$. Это связано с тем, что в случае $\delta\alpha > \delta\alpha_0$ с ростом угла фокусировки интегральный коэффициент резонансного поглощения уменьшается при фиксированной геометрии зоны резонансного нагрева ($r_{rx} = r_{ry} = \text{const}$, $\Delta z_\tau = \text{const}$).

Сопоставив результаты для случаев $\delta\alpha > \delta\alpha_0$ и $\delta\alpha < \delta\alpha_0$, нетрудно увидеть, что при оптимальном угле фокусировки $\delta\alpha = \delta\alpha_0 = (k_0 L)^{-1/3}$ одновременно достигается максимум интегрального коэффициента резонансного поглощения $Q_{\tau\max} = 0.25$ и интенсивности резонансного

⁷ Фактор 0.5 введен в (10) для учета того обстоятельства, что половина мощности линейно поляризованного или циркулярно поляризованного осесимметричного пучка не возбуждает резонансного поля. Для *ТМ*-поляризованного пучка этот фактор должен быть заменен на 1, а *ТЕ*-поляризованный пучок вообще не возбуждает резонансного поля. При $\tau < 1$ $Q(\tau) = 0.5\tau^2$ [1,2].

⁸ Отметим, что $z_{f0} \gg z_f$ при $\delta\alpha \gg \delta\alpha_0$, т. е. требования на точность фокусировки в данном случае существенно смягчаются по сравнению со случаем отсутствия угловой фильтрации, что отмечалось и в [7]. Во всех рассмотренных ниже случаях максимум резонансного поля достигается при фокусировке пучка на критическую поверхность, но требования к аккуратности этой фокусировки различны в разных случаях.

поля $E_r^2 \max = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha_0)^2$. Толщина зоны резонансного нагрева Δz_r не зависит от параметров пучка, ширина зоны резонансного нагрева ограничена снизу величиной $r_{f0} = \lambda_0(k_0 L)^{1/3}$.

Смысл полученных в данном пункте результатов сводиться к тому, что фокусировка пучка (с целью концентрации резонансного поля) эффективна лишь при угле фокусировки $\delta\alpha < \delta\alpha_0$. Дальнейшее увеличение угла фокусировки не приводит к изменению геометрии зоны резонансного нагрева, но приводит к снижению интегрального коэффициента резонансного поглощения (а вместе с ним и параметров w_r , E_r^3) по закону $(\delta\alpha)^{-2}$.

Случай существенности доплеровского расслоения пучка ($n_{D0} > 1$)

В этом случае следует рассмотреть случаи слабой фокусировки пучка ($\delta\alpha < \delta\alpha_D < \delta\alpha_0$), промежуточной фокусировки пучка ($\delta\alpha_D < \delta\alpha < \delta\alpha_0$) и сильной фокусировки пучка ($\delta\alpha_D < \delta\alpha_0 < \delta\alpha$).

В случае слабой фокусировки можно одновременно пренебречь угловой фильтрацией и доплеровским расслоением пучка. В итоге мы приходим к оценкам (10)–(12). Правда, теперь область их применимости ограничена условием $\delta\alpha < \delta\alpha_D$.

В случае промежуточной фокусировки ($\delta\alpha_D < \delta\alpha < \delta\alpha_0$) оценка для интегрального коэффициента резонансного поглощения не изменяется, но изменяется геометрия зоны резонансного нагрева

$$r_{rx} = r_{fD} \quad \text{при} \quad |z| < z_{fD}, \quad r_{rx} = \delta\alpha z \quad \text{при} \quad |z| > z_{fD},$$

$$r_{ry} = r_f \quad \text{при} \quad |z| < z_f, \quad r_{ry} = \delta\alpha z \quad \text{при} \quad |z| > z_f, \quad (15)$$

где $r_{fD} = 2\lambda_0/\delta\alpha_D$, $z_{fD} = 2\lambda_0/(\delta\alpha_D)^2$.

Введя параметр

$$n_D = \delta\alpha/\delta\alpha_D > 1, \quad (16)$$

имеем $r_{fD} = n_D r_f$, $z_{fD} = n_D^2 z_f$, где r_f и z_f “исходные” параметры пучка (7), n_D — характерное количество парциальных пучков, на которое плазменный слой способен разделить исходный пучок, выступая в качестве набора пространственно разделенных резонаторов с различными собственными частотами и добротностью (ω/ν) . В вакууме эти парциальные пучки в собственной лучевой зоне ($|z| > z_{fD}$) распространяются по законам геометрической оптики [9] и не интерferируют друг с другом, потому что не пересекаются. В собственной ближней зоне ($|z| < z_{fD}$) парциальные пучки начинают пересекаться и интерferировать. Результатом этой интерференции в вакууме является продолжающаяся по законам геометрической оптики сужение суммарного (реального) пучка вплоть до его собственной ближней зоны (до $|z| < z_f$). Поэтому в вакууме разбиение суммарного пучка на парциальные бессмысленно. Но если суммарный пучок встречает слой движущейся плазмы, то оказывается, что интерференция резонансных полей, возбуждаемых разными парциальными пучками, невозможна, потому что каждый парциальный пучок имеет свой доплеровский сдвиг частоты

и поэтому возбуждает резонансное поле на различных поверхностях⁹ плазменного слоя. В итоге поперечные (в направлении движения плазмы, т.е. в направлении x) размеры зоны резонансного нагрева при $|z| < z_{fD}$ определяются уже не шириной исходного пучка, а фокальной шириной парциальных пучков $r_{fD} \gg r_f$ и перестают зависеть от расстояния между фокусом пучка и критической поверхности. Разумеется, сказанное относится только к ширине зоны резонансного нагрева в направлении поперечного движения плазмы (x), поскольку угловой спектр парциальных пучков “нарезается” из углового спектра исходного пучка линиями, перпендикулярными оси x . Поэтому парциальные пучки являются эллиптическими (в сечении). В дальней зоне они вытянуты в y -управлении, а в ближней зоне — в x -направлении.

Из приведенных рассуждений ясно также, что толщина зоны резонансного нагрева плазмы теперь зависит от того, в дальней или ближней зоне парциального пучка находится критическая поверхность. В случае $|z| > z_{fD}$ (дальняя зона) резонансные поля, создаваемые разными парциальными пучками, разделены по поперечной координате, поэтому толщина зоны резонансного нагрева по-прежнему определяется формулой (2), а эффект Доплера приводит лишь к слабому искривлению зоны резонансного нагрева (по сравнению с критической поверхностью покоящейся плазмы). Если же $|z| < z_{fD}$ (ближняя зона; отметим, что $z_{fD} \gg z_f$ при $n_D \gg 1$), то резонансные поля различных парциальных пучков локализованы примерно в одном месте по поперечным координатам, зато теперь суммарное резонансное поле эшелонировано в продольном направлении и в итоге толщина зоны резонансного нагрева в n_D раз превышает рассчитанную по формуле (2), т.е.

$$\Delta z_r = L(\nu/\omega) \quad \text{при} \quad |z| > z_{fD}, \quad \Delta z_r = (\delta\alpha/\delta\alpha_D)L(\nu/\omega) \quad \text{при} \quad |z| < z_{fD}. \quad (17)$$

Для резонансного поля пучка, сфокусированного на критическую поверхность, имеем

$$E_{r\max}^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha)^2(\delta\alpha_D)^2/(\delta\alpha_0)^2. \quad (18)$$

Нетрудно заметить, что в рамках данной модели при $z = z_{fD}$ происходит скачкообразное уменьшение поперечных размеров зоны резонансного нагрева в направлении x (в n_D раз) и скачкообразное увеличение толщины зоны резонансного нагрева (тоже в n_D раз). Ясно, что на самом деле соответствующее изменение происходит плавно: зона резонансного нагрева ведет себя подобно складываемому вееру.

В случае сильной фокусировки пучка ($\delta\alpha_D < \delta\alpha_0 < \delta\alpha$) осуществляется доплеровское расслоение предварительно подвергшегося угловой фильтрации пучка. В итоге имеем

$$Q_r = 0.25(\delta\alpha_0/\delta\alpha)^2,$$

⁹ Реально толщина этих поверхностей конечна и определяется эффективной частотой столкновений ν . Количество парциальных пучков определяется именно количеством непересекающихся резонансных слоев, которое способен возбудить падающий на плазменный слой пучок с полной доплеровской девиацией частоты $\delta\omega = (v/c)\delta\alpha$, т.е. $n_D = \delta\omega/\nu = \delta\alpha/\delta\alpha_D$.

$$r_{rx} = r_{fD} \quad \text{при } |z| < z_{fD}, \quad r_{rx} = \delta\alpha_0 z \quad \text{при } |z| > z_{fD},$$

$$r_{ry} = r_{f0} \quad \text{при } |z| < z_{f0}, \quad r_{ry} = \delta\alpha_0 z \quad \text{при } |z| > z_{f0},$$

$$\Delta z_r = L(\nu/\omega) \quad \text{при } |z| > z_{fD}, \quad \Delta z_r = (\delta\alpha_0/\delta\alpha_D)L(\nu/\omega) \quad \text{при } |z| < z_{fD}. \quad (19)$$

Для резонансного поля пучка, сфокусированного на критической поверхности, имеем

$$E_{r\max}^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha_0)^2(\delta\alpha_D)^2/(\delta\alpha)^2. \quad (20)$$

Сопоставив результаты, полученные в случае слабой, промежуточной и сильной фокусировки, получим следующую картину. При возрастании угла фокусировки в интервале $\delta\alpha < \delta\alpha_D < \delta\alpha_0$ интенсивность резонансного поля возрастает по закону $\sim(\delta\alpha)^4$. Это связано с возрастанием интегрального коэффициента резонансного поглощения Q_r (по закону $\sim(\delta\alpha)^2$) и с уменьшением обоих (r_{rx} и r_{ry}) поперечных размеров зоны резонансного нагрева (по закону $1/\delta\alpha$) при фиксированной толщине зоны резонансного нагрева. В интервале $\delta\alpha_D < \delta\alpha < \delta\alpha_0$ интенсивность резонансного поля возрастает существенно медленнее — по закону $\sim(\delta\alpha)^2$. Это связано с возрастанием интегрального коэффициента резонансного поглощения Q_r (по закону $\sim(\delta\alpha)^2$) при фиксированном в направлении оси x поперечном размере зоны резонансного нагрева. Уменьшение же поперечного размера зоны резонансного нагрева в направлении оси y при фокусировке пучка (по закону $\sim 1/\delta\alpha$) компенсируется соответствующим увеличением толщины зоны резонансного нагрева (по закону $\sim \delta\alpha$). В интервале $\delta\alpha_D < \delta\alpha_0 < \delta\alpha$ интенсивность резонансного поля E_r^2 начинает уменьшаться по закону $(\delta\alpha)^{-2}$. Это связано с соответствующим уменьшением интегрального коэффициента резонансного поглощения Q_r (по закону $\sim(\delta\alpha)^{-2}$) при фиксированной геометрии зоны резонансного нагрева (в этом случае зона резонансного нагрева вытянута в n_{D0} раз в направлении поперечного движения плазмы x).

Таким образом, оптимальным (для нагрева) углом фокусировки по-прежнему остается угол $\delta\alpha = \delta\alpha_0 = (k_0 L)^{-1/3}$. При этом угле достигается интегральный коэффициент резонансного поглощения $Q_r = 25\%$ и интенсивность резонансного поля

$$E_{r\max}^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\omega/\nu)^2(\delta\alpha_D)^2 = (W/8\omega L\lambda_0^2)(\nu/c)^2. \quad (21)$$

Достижимая интенсивность резонансного поля оказывается в n_{D0}^2 раз меньше той, которая может быть достигнута в случае $n_{D0} \ll 1$, потому что при оптимальном угле фокусировки поперечный размер зоны резонансного нагрева в направлении движения плазмы и толщина зоны резонансного нагрева оказываются в n_{D0} раз больше, чем в покоящейся плазме.

Чтобы лучше понять смысл полученных результатов, рассмотрим еще раз параметр $n_D = \delta\alpha/\delta\alpha_D = (v/\nu)/(\lambda_0/\delta\alpha)$. Поскольку $1/\nu$ есть характерное время затухания резонансного поля в плазме (см., например, [6]), то v/ν — это то расстояние, на которое резонансное поле сносится поперечным движением плазмы до того, как это поле успеет затухнуть. Величина же $\lambda_0/\delta\alpha$ — это размер фокального пятна пучка с углом фокусировки $\delta\alpha$. Теперь ясно, что в случае $n_D \ll 1$ поперечное течение плазмы не в состоянии изменить форму зоны резонансного нагрева на критической поверхности. Если же $n_D \gg 1$, то при фокусировке пучка на критической поверхности поперечные размеры зоны резонансного нагрева оказываются достаточно малы по сравнению с характерной длиной сноса возбуждения и вынос плазмы вместе с резонансным полем из зоны первичного нагрева способен существенно “растянуть” зону возбужденной плазмы вдоль направления ее движения.

Одновременно $n_D = \delta\alpha/\delta\alpha_D = \delta\omega/\nu$, где $\delta\omega$ — доплеровское уширение спектра падающей волны (6). Таким образом, тот же параметр n_D одновременно определяет и продольное “размазывание” резонансного поля.

Таким образом, полученные результаты есть следствие одновременного учета собственно эффекта Доплера (расширение зоны резонансного нагрева по продольной координате в глубину плазмы), поперечного выноса возбужденной плазмы из зоны первичного нагрева (растягивание зоны резонансного нагрева вдоль направления движения плазмы), а также угловой фильтрации падающей волны, которая определяет “исходную” геометрию зоны резонансного нагрева в неподвижной плазме и является следствием селективности резонансного поля по углу падения плоской волны [1,2].

В случае $n_{D0} \gg 1$ эффект Доплера существенно ограничивает возможность концентрации резонансного поля путем фокусировки пучка. В случае осесимметричного пучка фактор ограничения максимально достижимой интенсивности резонансного поля по сравнению со случаем покоящейся плазмы равен n_{D0}^2 . Нетрудно показать, однако, что для эллиптического (в сечении) волнового пучка этот фактор может быть снижен до n_{D0} . Для этого достаточно использовать линейно поляризованный в направлении оси y пучок с углом фокусировки $\delta\alpha_y = \delta\alpha_0$ в направлении y и с углом фокусировки $\delta\alpha_x = \delta\alpha_D$ в направлении x . Использование такого пучка позволяет обеспечить максимально возможный интегральный коэффициент резонансного поглощения $Q_r = 0.25$, минимально возможные поперечные размеры зоны резонансного нагрева $r_{rx} = r_{fD}$ и $r_{ry} = r_{f0}$ и избежать увеличения толщины зоны резонансного нагрева по сравнению с минимально возможной величиной $L(\nu/\omega)$ из-за чрезмерной фокусировки пучка в направлении оси x .

В заключение отметим, что рассмотренный в данной работе доплеровский механизм ограничения резонансного поля в плазменном резонансе может оказаться существен в том случае, когда отсутствует поток плазмы (или электронный ток) через критическую поверхность плазменного слоя, т. е. когда критическая поверхность “вморожена” в плазму и другие “конвективные” механизмы ограничения плазменного резонанса (например, рассмотренные в [4]) неэффективны.

Список литературы

- [1] Гинзбург В.Л. // Распределение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
 - [2] Голант В.Е., Пилюя А.Д. // УФН. 1972. Т. 14. С. 413–457.
 - [3] Hirsch P. // Radio Sci. 1967. Vol. 2. N 4. P. 407–413.
 - [4] Буланов С.В., Сахаров А.С. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. Вып. 8. С. 1014–1016.
 - [5] Ваганов Р.Б., Каценеленбаум Б.З. // Основы теории дифракции. М.: Наука, 1982. 272 с.
 - [6] Бухман Н.С. // Физика плазмы. 1992. Т. 18. № 5. С. 572–580.
 - [7] Бухман Н.С. // Физика плазмы. 1991. Т. 17. № 2. С. 185–195.
 - [8] Патомов И.И., Цибуля А.В. // Расчет оптических систем лазерных приборов. М.: Радио и связь, 1986. 151 с.
 - [9] Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. // Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 342 с.
-