

РЕЗОНАНСНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Г. Давидовский, Л. В. Дубовой и А. Г. Пономаренко

Метод зондирования резонансной частотой находит в настоящее время широкое применение [1-3] в качестве простого и удобного способа определения параметров плазмы (плотности заряженных частиц n_e и частоты их соударений ν_e) в тех случаях, когда обычные ленгмюровские зонды или микроволновая техника не позволяют получить необходимой информации. Хорошо известно, что зонд Ленгмюра непригоден для измерений в сильных магнитных полях и в плазме, содержащей отрицательные ионы; их употребление становится затруднительным в случае большого числа столкновений заряженных частиц в ленгмюровском слое, при измерении концентрации электронов в безэлектродных высокочастотных разрядах и высокоионизованной щелочной плазме.

Микроволновые измерения, хотя и обладают более широкой применимостью, все еще остаются сравнительно трудоемким процессом и позволяют получать только усредненные по разрядному объему характеристики плазмы.

Сущность резонансного зондирования состоит в раскачке собственных колебаний в ограниченном объеме плазмы с помощью электромагнитного сигнала, например, переменным электрическим полем $E_0 \exp i\omega t$. Ограниченность объема характеризуется соотношением $\frac{\omega}{c} \gg r$, где ω частота зондирующего сигнала; r — размер возмущаемого участка плазмы в направлении поля. При этом, в предположении резкой границы между полем и плазмой, происходит поляризация данного участка и, как следствие этого, изменение электрического поля внутри него за счет колебаний зарядов (электронов, ибо рассматриваются высокочастотные колебания) под действием внешнего сигнала (рис. 1). Поле в плазме E' зависит от величин ω и $\omega_0 = \frac{4\pi n e^2 L}{m}$ — ленгмюровская электронная частота. L — геометрический фактор поляризации.

Для случая малых значений E_0 , когда движение электронов описывается линейной теорией, элементарный расчет показывает, что в отсутствие магнитного поля E' имеет вид

$$\frac{E'}{E_0} = \left| \frac{1}{\epsilon} \right| = \sqrt{\frac{\omega^2 (\omega^2 + \nu^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \nu^2}} \quad (1)$$

и при $\omega \approx \omega_0$ должно сильно возрастать, по крайней мере до величины, ограниченной затуханием вследствие электронных столкновений и излучением из объема резонирующей плазмы.

В работе [1] раскачка поля на резонансной частоте производилась системой типа „диполь Герца“. При измерении поля в неволновой зоне, что и является в данном случае условием ограниченности области возбуждения собственных колебаний плазмы, наблюдалось его резонансное увеличение при $\omega \approx \omega_0$ и значении $L = 1$.

Таким образом, явление плазменного резонанса позволяет определить концентрацию электронов в изотропной плазме и, как легко показать из (1), частоту их соударений по соотношению

$$\Delta\omega = \sqrt{3} \nu_e.$$

Целью настоящей работы было изучение аналогичных резонансных эффектов в анизотропной плазме.

Теория

В качестве наиболее удобного способа возбуждения была также выбрана система "диполь Герца".

Рассмотрим поле диполя с дипольным моментом $\mathbf{d} \exp i\omega t$, помещенного в анизотропную среду с диэлектрической проницаемостью вида

$$\varepsilon_{ik} = \begin{vmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{vmatrix}. \quad (2)$$

Оно имеет вид

$$\mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \mathbf{E}(\mathbf{k}) \exp i\mathbf{k}\mathbf{r} d\mathbf{k} + \text{к. с.}, \quad (3)$$

где

$$E_i(\mathbf{k}) = 4\pi \frac{\Delta ik}{\Delta} d_{\omega k},$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta_{11} &= (n^2 - \varepsilon)(n^2 - \eta) - n_y^2(n^2 - \eta) - n_z^2(n^2 - \varepsilon), \\ \Delta_{22} &= (n^2 - \varepsilon)(n^2 - \eta) - n_x^2(n^2 - \eta) - n_z^2(n^2 - \varepsilon), \\ \Delta_{33} &= (n^2 - \varepsilon)(n^2 - \varepsilon) - g^2, \\ \Delta_{12} &= n_x n_y (n^2 - \eta) - ig(n^2 - n_z^2 - \eta); \quad \Delta_{21} = \Delta_{12}^*, \\ \Delta_{13} &= n_x n_z (n^2 - \varepsilon) - ign_y n_z; \quad \Delta_{31} = \Delta_{13}^*, \\ \Delta_{23} &= n_y n_z (n^2 - \varepsilon) + ign_x n_z; \quad \Delta_{32} = \Delta_{23}^*, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta &= -\varepsilon n^4 + n^2[\varepsilon\eta - (g^2 - \varepsilon^2)] + \eta(g^2 - \varepsilon^2) + n_z^2[(n^2 - \varepsilon)(\varepsilon - \eta) + g^2], \\ n &= \frac{kc}{\omega}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Определитель Δ записан для холодной среды $\frac{v_T}{c} \ll 1$. Для плазмы, помещенной в постоянное магнитное поле H , направленное вдоль оси z , компоненты тензора ε_{ik} для высокочастотных колебаний имеют вид [4]

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 1 - \frac{V}{1-U}; \quad g = -\frac{V\sqrt{U}}{1-U}; \quad \eta = 1 - V; \\ V &= \frac{\omega_0^2}{\omega^2}; \quad U = \frac{\omega_{He}^2}{\omega^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя (6) в (5), получаем

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{1}{1-U} \{ -(1-U-V)n^4 + [2(1-V)^2 - U(2-V)]n^2 + \\ &\quad + (1-V)[U - (1-V)^2] + n^2 \cos^2 \theta (1-n^2)UV \}, \end{aligned} \quad (7)$$

где θ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{H} .

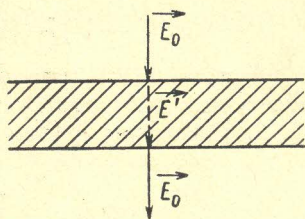


Рис. 1.

Проведем качественное исследование выражения (3).

1. Для углов $\theta \approx 0$ определитель (7) запишем в виде

$$\Delta = (1 - V) [-(1 - U)n^4 + 2n^2(1 - V - U) + U - (1 - V)]^2. \quad (8)$$

Легко видеть, что при $V=1$ (А) компонента поля E_z сильно возрастает, что соответствует раскату продольных ленгмюровских колебаний.

2. Разложим в (3) Δ^{-1} по степеням n_z^2 и представим $\exp i\mathbf{k}\mathbf{r}$ в виде

$$\exp i\mathbf{k}\mathbf{r} = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} \sum_{s=0}^{\infty} (2s+1) i^s J_{s+1/2}(kr) P_s(\cos \gamma),$$

а поле диполя перепишем таким образом

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_\omega(\mathbf{r}) &= \frac{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2}{4\pi^2 i} \frac{1}{r} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{p=0}^{2l} \frac{(4l+1)(2l+p)! i^p}{p!(2l-p)! 2^p \left(\frac{\omega}{c}\right)^p r^p} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(i\frac{\omega}{c}nr\right) n^{1-p+2m} \{ (n^2 - \varepsilon)(\varepsilon - \eta) + g^2 \}^m}{\{-\varepsilon n^4 + n^2[\varepsilon\eta - (g^2 - \varepsilon^2)] + \eta(g^2 - \varepsilon^2)\}^{m+1}} \times \\ &\times \int_{-1}^1 \int_0^{2\pi} \mathbf{e}_{ik} \Delta_{ik} d_{\omega k}(\omega) x^{2m} p_{2l}(\cos \gamma) dx d\varphi, \end{aligned} \quad (9)$$

где $x = \cos \theta$.

3. Рассмотрим теперь случай $\eta(g^2 - \varepsilon^2) \ll 1$. Знаменатель подынтегрального выражения (9) имеет корень $n \ll 1$, а сама подынтегральная функция в окрестности этого корня имеет вид

$$Z \sim \frac{n^{2m+1-p+\delta} [g^2 - \varepsilon(\varepsilon - \eta)]^m}{[\varepsilon\eta - (g^2 - \varepsilon^2)]^{m+1} (n+a)^{m+1}},$$

где $\delta = 0, 2, 4$, $a = \sqrt{\frac{\eta(g^2 - \varepsilon^2)}{(g^2 - \varepsilon^2) - \eta}}$.

Можно показать, что вычет функции Z в точке $n=a$ пропорционален $\left(\frac{1}{a^{p-\delta}}\right)$ и, так как в ряду (9) всегда есть члены с $p > \delta$, то это означает, что выражение для поля \mathbf{E}_ω имеет особенность при $a \rightarrow 0$, т. е. при $\eta(g^2 - \varepsilon^2) \rightarrow 0$.

Таким образом, в этом случае нарастание поля в плазме будет наблюдаться при $\eta = 1 - V \rightarrow 0$, совпадающему со случаем (А), и $\varepsilon^2 - g^2 = 0$ или $V = 1 \pm \sqrt{U}$ (Б). Последнее выражение обусловлено процессом раскату поперечных колебаний в плазменном объеме (аналог обыкновенной и необыкновенной волн).

4. Рассмотрим случай $n^2 \gg 1$, т. е. $\varepsilon \ll 1$. Тогда подынтегральное выражение в окрестности этого корня пропорционально $Z \sim \frac{\eta^m}{\varepsilon^{m+1}} \frac{n^{2m-p+\delta}}{(n^2 + \frac{g^2}{\varepsilon})^{m+1}}$

а вычет $\sim \frac{1}{\varepsilon^{m+1} \left(m - \frac{p}{2} + \frac{\delta}{2}\right)}$.

Следовательно, члены ряда (9) с $m - \frac{p}{2} + \frac{\delta}{2} > 0$ и $\varepsilon \rightarrow 0$ будут так же вызывать возрастание поля \mathbf{E}_ω . При $\varepsilon \rightarrow 0$, откуда следует условие $V = 1 - U$ (В) имеет место раскату продольных коротковолновых колебаний, распространяющихся поперек магнитного поля. Если длина волны этих колебаний меньше размеров диполя, то фиксация индуцированной

поля не эффективна. Однако учет теплового движения электронов указывает на возможность существования аналогичных колебаний, но с большей длиной волны, которые уже могут восприниматься приемной системой.

Действительно, при учете теплового движения электронов дисперсионное уравнение $\Delta = 0$ (см. [6]) принимает вид

$$\Delta = \frac{1}{1-U} \left\{ \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \frac{3V}{1-4U} n^6 - (1-U-V)n^4 + [2(1-V)^2 - U(2-V)]n^2 + (1-V)[U - (1-V)^2] \right\} = 0.$$

Для колебаний с $n \gg 1$ получим

$$\left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \frac{3V}{1-4U} n^2 - (1-U-V) = 0, \quad (10)$$

а без учета теплового движения

$$-(1-U-V)n^2 + [2(1-V)^2 - U(2-V)] = 0. \quad (11)$$

При $1-U-V \rightarrow 0$

$$\Delta = \left(\frac{v_{Te}}{c} \right)^2 \frac{3V}{1-4U} n^4 + 2(1-V)^2 - U(2-V) = 0. \quad (12)$$

Это уравнение допускает более длинноволновые колебания, чем (10) и (11). Особенно возрастает роль теплового члена в окрестности $1-4U \rightarrow 0$. В этой точке могут возбуждаться колебания, которые уже имеют длину волны, достаточную для их обнаружения.

Описанные выше результаты качественного исследования выражения (3) представлены в виде графика (рис. 2), на котором сплошными линиями нанесены кривые, соответствующие случаям (А), (Б) и (В), отражающие факт возможной раскачки колебаний в плазме в магнитном поле, т. е. возрастающие величины E_{ω} .

Эксперимент

Определение областей резонансного увеличения индуцированного поля диполя в анизотропной плазме производилось на установке, блок-схема которой представлена на рис. 3. Плазма создавалась в стеклянной колбе в форме куба ($l=4$ см), помещенного между пластинами плоского конденсатора, являющегося элементом колебательного контура генератора ($f=50$ мгц, $P_{г.}$ — мощность ~ 300 вт). Генератор работал в непрерывном режиме, рабочий газ — гелий и воздух, давление $3 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$ мм рт. ст. Поджигающий конденсатор и сама колба располагались между полюсами электромагнита. Магнитное поле H могло плавно изменяться от 0 до 4 кэрст. и имело направление, совпадающее с высокочастотным полем поджига.

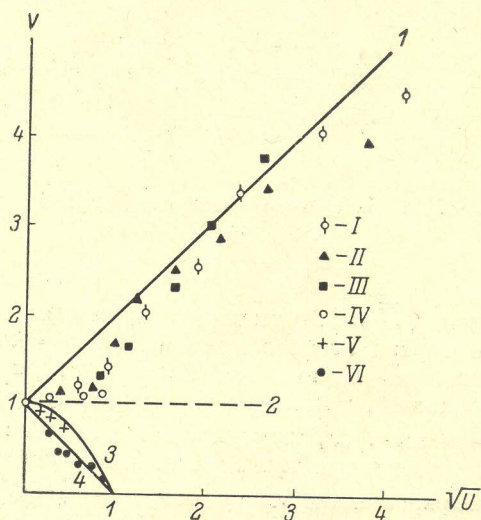


Рис. 2. Зависимость резонансной частоты от плотности плазмы и магнитного поля.

$I - V = 1 + \sqrt{U}$; $I - 255$ мгц; $II - f = 280$ мгц; $III - f = 320$ мгц; $2 - V = 1$; $IV -$ усредненные по области частот 250–500 мгц; $3 - V = 1 - U$; $V - f = 500$ мгц; $4 - V = 1 - \sqrt{U}$; $VI - f = 500$ мгц; $p = 6 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст. (воздух).

Перпендикулярно H в противоположные стенки колбы вводились два зонда в виде высокочастотных коаксиальных линий [1]. Одна из антенн была связана с генератором микроволнового сигнала ($f = 200 \div 1000$ мгц), а другая с чувствительным приемником (рис. 3). Расстояние между антеннами менялось от 0.5 до 1.5 см.

В отсутствие магнитного поля ($U=0$) при плавном изменении концентрации электронов в разряде, которая определялась величиной высокочастотной мощности, вводимой в плазму с помощью поджигающего генератора, наблюдалось резонансное увеличение поля зондирующего сигнала. Частота зондирующего сигнала поддерживалась при этом строго постоянной. Из соотношения $V=1$ находилась величина n_e , а из полуширины резонансной кривой — частота соударений ν_e . Контрольные зон-

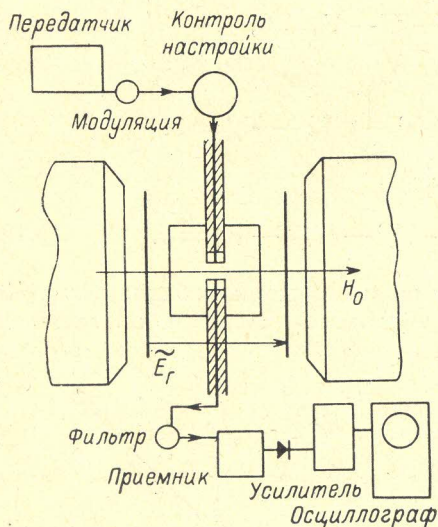


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки.

довые измерения, проведенные методом работы [5], показали удовлетворительное совпадение (с точностью до 15%) со значением n_e , определенным указанным выше способом. Максимальное значение концентрации электронов в разряде позволило осуществлять изменение параметра V для самой низкой частоты $f = 255$ мгц в пределах от 0 до 5.

На рис. 4 представлена серия осциллограмм, иллюстрирующих резонансное возрастание поля E_ω в том случае, когда на плазму наложено внешнее магнитное поле H (по ординат откладывался сигнал, пропорциональный напряженности поля диполя в месте расположения приемной антенны, а по оси абсцисс — величина, пропорциональная мощности генератора, т. е. плотности электронов) каждый кадр соответствует определенному значению магнитного поля H . Из осциллограмм видно, что

при $\sqrt{U} \approx 0.3$ рядом с основным „ленгмюровским“ резонансом слева и справа от него появляются два новых резонанса, которые с увеличением U сдвигаются один в сторону меньшей плотности, а другой — большей, причем левый резонанс, начиная с некоторых магнитных полей, исчезает. „Ленгмюровский“ резонанс вплоть до значений $\sqrt{U} \approx 1$ остается на месте при том же значении мощности поджигающего генератора, лишь незначительно смещаясь при $\sqrt{U} \leq 0.5$, что, по-видимому, объясняется имевшейся в разряде слабой зависимостью плотности плазмы от магнитного поля.

Начиная с $\sqrt{U} \approx 1$, наблюдается расплывание „ленгмюровского“ резонанса. На его месте образуется плато с несколькими пиками, а при $\sqrt{U} > 1$ он исчезает полностью, что отчетливо видно на осциллограммах 5 и 6 рис. 4, и остается лишь один правый резонанс, перемещающийся с увеличением U в область больших плотностей.

Наблюдаемые на опыте резонансы соответствуют перемещению по рис. 2 при фиксированном значении \sqrt{U} по линии, параллельной оси V (в эксперименте при установленной частоте ω менялась плотность электронов в плазме). Из рис. 2 также следует, что, выбирая области $V > 1$ или $V < 1$, т. е. устанавливая определенное значение n_e и фиксируя его, можно обнаружить резонансы, зависящие от магнитного поля при движении по линии, параллельной оси \sqrt{U} (т. е. изменяя магнитное поле).

На рис. 5 и 6 представлена серия осциллограмм, демонстрирующих перемещение резонансов, удовлетворяющих условиям $V = 1 \pm \sqrt{U}$. По оси ординат снова откладывается величина, пропорциональная электрическому полю в плазме, а по оси абсцисс — магнитное поле $\sqrt{U} = 0 \div 4$. Мощность

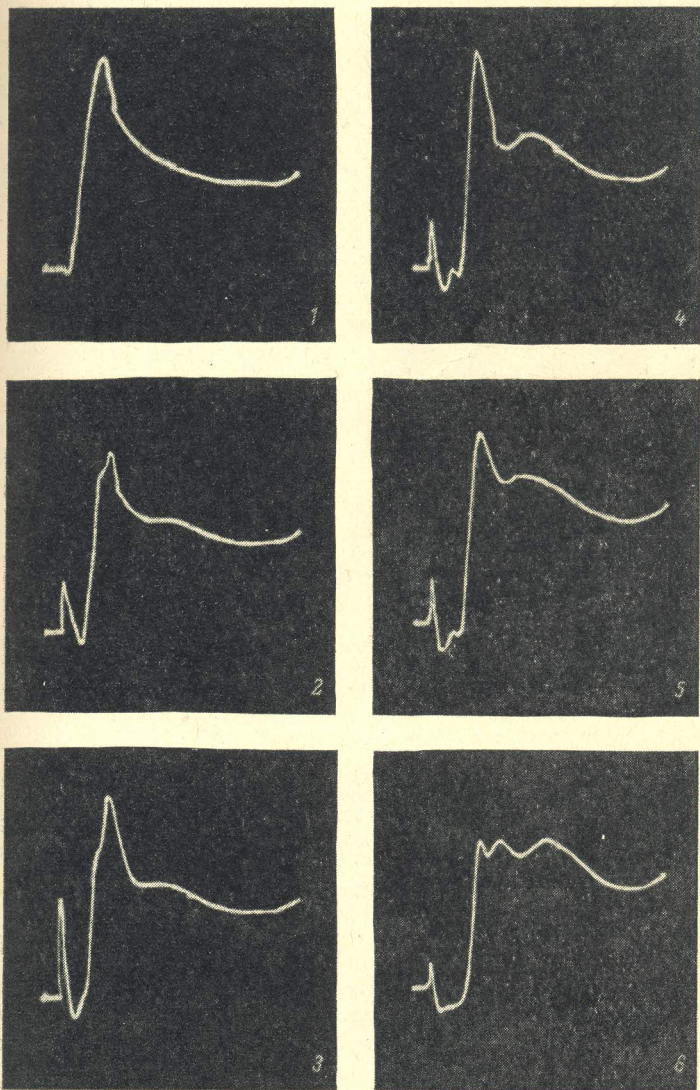


Рис. 4. Зависимость индуцированного поля E_{ω} от магнитного поля H .

Рабочая частота $f = 230$ мггц, $p = 5 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., воздух. Осциллограммы:

$$1 - \sqrt{U} = 0; 2 - \sqrt{U} = 0.3; 3 - \sqrt{U} = 0.5; 4 - \sqrt{U} = 0.7;$$

$$5 - \sqrt{U} = 0.9; 6 - \sqrt{U} = 1.3.$$

генератора поддерживалась постоянной, что гарантировало постоянство величины n_e , а магнитное поле плавно изменялось регулировкой напряжения в первичной цепи выпрямителя, питавшего электромагнит.

Экспериментальные точки удовлетворительно укладываются на расчетные кривые во всем диапазоне применяемых частот $f = 250 \div 700$ мггц.

Более тщательными измерениями было установлено следующее: резонанс $V = 1 - \sqrt{U}$ отчетливо проявляется только до значений $V \approx 0.78$.

а затем исчезает, и рядом с ним (см. осциллограммы 5 и 6 на рис. 1) появляется резонанс $V=1-U$, который особенно велик в области $V=0.75$ в согласии с теорией (12).

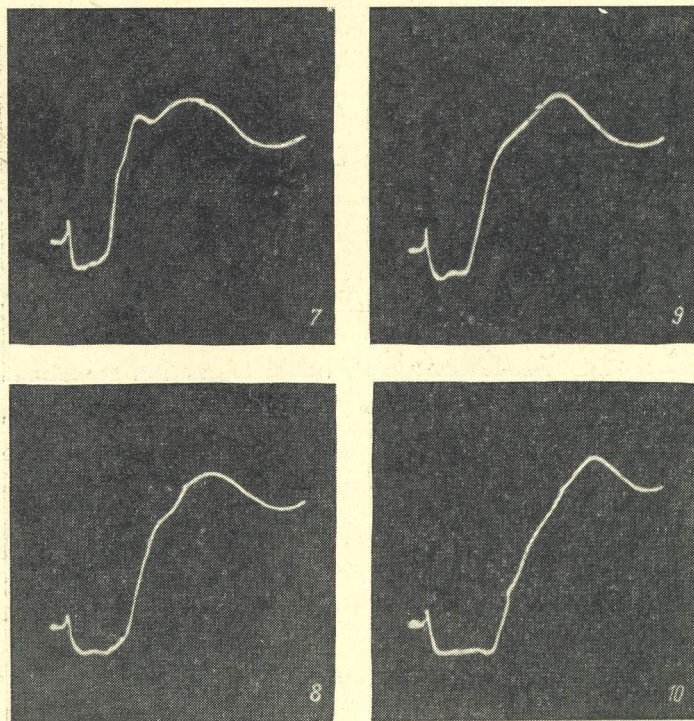


Рис. 4 (продолжение).

$$7 - \sqrt{U} = 1.85; \quad 8 - \sqrt{U} = 2.3; \quad 9 - \sqrt{U} = 2.8; \quad 10 - \sqrt{U} = 3.4.$$

Очевидно, что наблюдение всех указанных выше резонансных явлений при возрастании поля может быть обнаружено только при условии $\frac{\omega_0}{\nu_e} > 1$ при $U=0$ и $\frac{\omega}{\nu_e}$ и $\frac{\omega_{He}}{\nu} > 1$ при $U \neq 0$. Из формы резонансной кривой „ленгмюровского“ резонанса оказалось возможным определить частоту соударений электронов с нейтралами. В нашем случае получено хорошее совпадение измеренных значений ν_e этим методом с расчетным [7] для воздуха и гелия.

Обсуждение результатов и выводы

Удовлетворительное согласие теории с экспериментом, установленное при исследовании поведения поля диполя в анизотропной плазме позволяет надеяться, что метод зондирования резонансной частоты в некоторых случаях может стать значительно более удобным средством диагностики плазмы, чем обычные зонды и микроволновая техника.

Сохранение резонанса $V=1$ в магнитном поле $U \leq 1$ при ориентации приемного зонда и диполя $\mathbf{d} \perp \mathbf{H}$ может быть объяснено тем, что в слабых магнитных полях на приемный зонд приходят продольные колебания, распространяющиеся под углом к магнитному полю, а исчезновение резонанса при $U \geq 1$ как раз и характеризует тот момент, когда уже в данной системе продольные волны распространяются только вдоль магнитного

поля с компонентой E_z , которая не воспринимается приемником. Учитывая все вышеизложенное, остановимся на некоторых преимуществах данного метода.

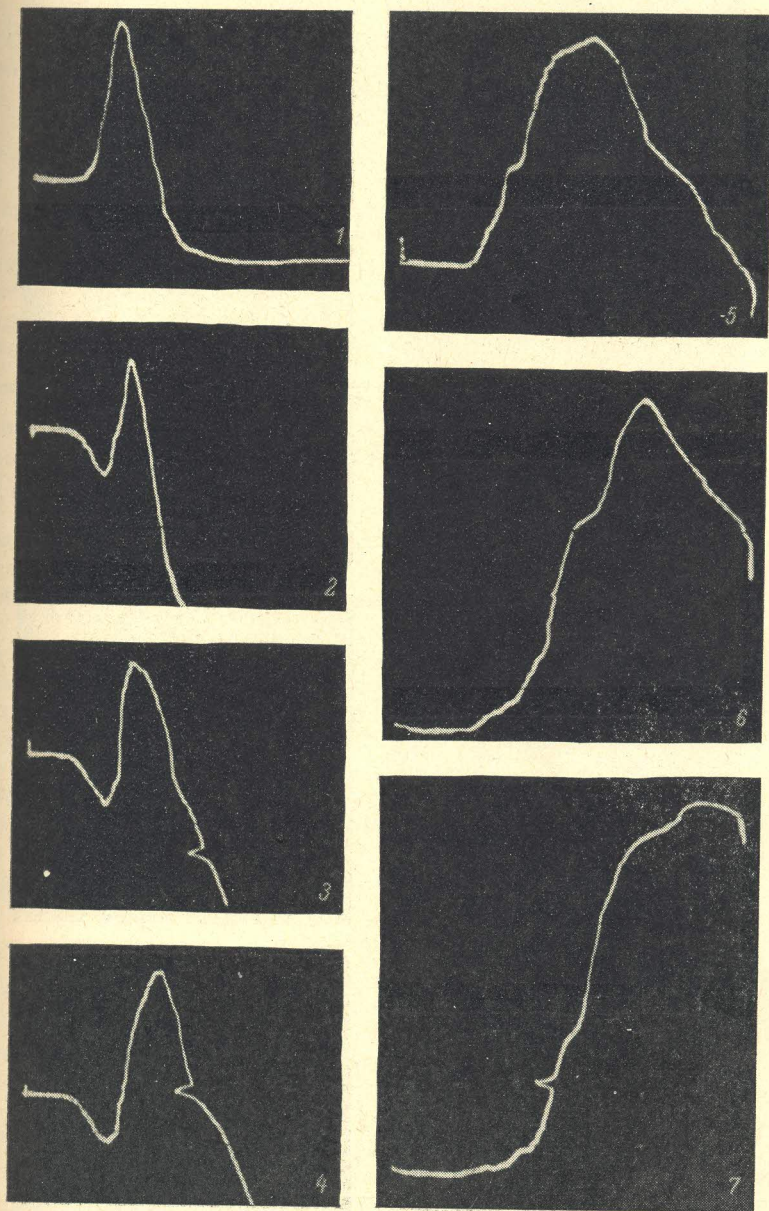


Рис. 5.

Резонанс $V=1+\sqrt{U}$. Рабочая частота $f=230$ мгц, $p=6\cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., воздух. Осциллограммы: 1 — $V=2$, 2 — 2.2, 3 — 2.25, 4 — 2.56, 5 — 3.24, 6 — 3.7, 7 — 4.7.

а) „Ленгмюровский“ резонанс $V=1$ и ветвь $V=1-\sqrt{U}$ позволяют измерять плотность n_e и частоту соударений ν_e электронов в плазме в магнитном поле при $\sqrt{U}\leq 1$.

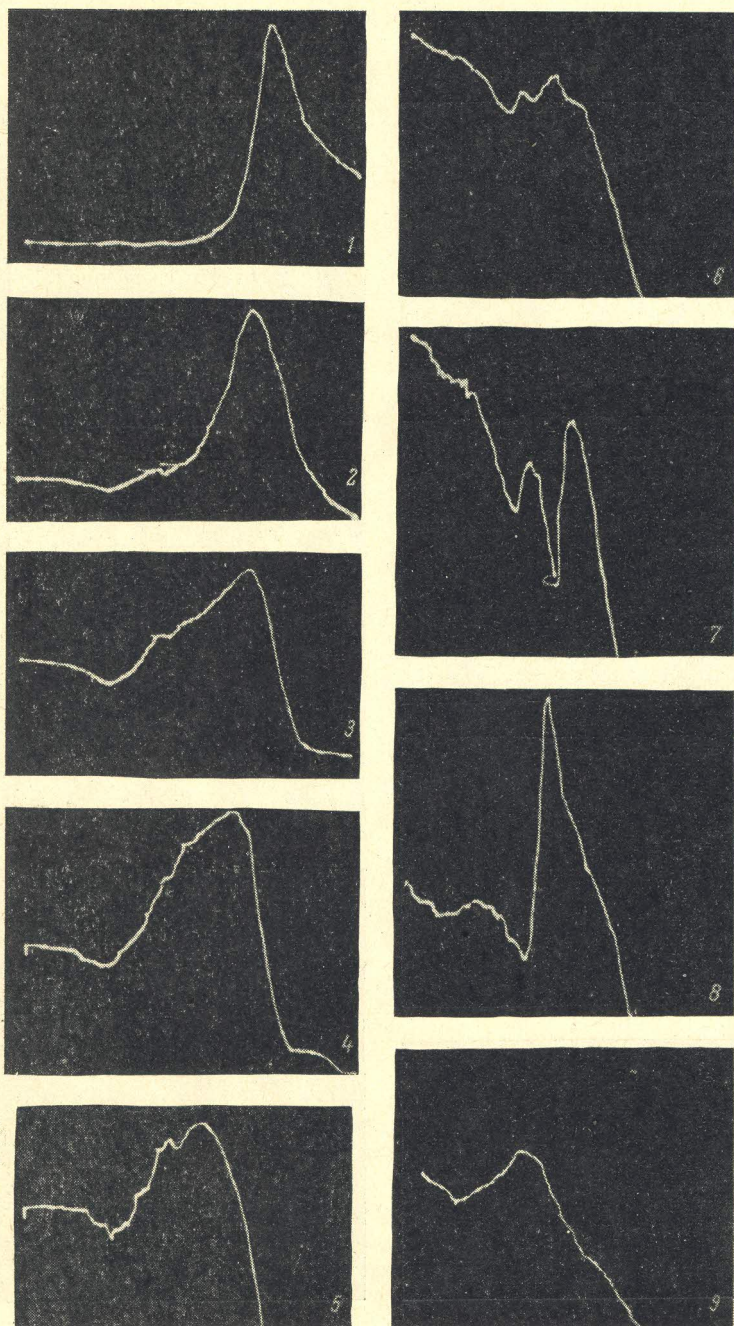


Рис. 6.

Резонансы $V = 1 - \sqrt{U}$ и $V = 1 - U$.
 Рабочая частота $f = 500$ мГц, $p = 4 \cdot 10^{-2}$ мм рт. ст., воздух. Осциллограммы: 1 — $V = 0.17$, 2 — 0.21, 3 — 0.24, 4 — 0.28, 5 — 0.41, 6 — 0.52, 7 — 0.61, 8 — 0.78, 9 — 0.9.

б) Ветвь $V=1-\sqrt{U}$ дает возможность на частоте $\omega = \frac{\omega_0^2}{\omega_{He}}$ при $\sqrt{U} > 1$ измерять концентрации электронов, превышающие критические в \sqrt{U} раз.

в) Значение n_e усредняется только по области, занимаемой приемным зондом, размеры которого достаточно малы, что и позволяет получить информацию о локальных характеристиках плазмы.

г) С помощью одновременного зондирования на нескольких частотах можно получить зависимость концентрации электронов от времени и при знании механизма убывания или возрастания ее установить значение коэффициентов рекомбинации, прилипания, ионизации или диффузии. Укажем также на возможное использование этого метода для изучения распределения плотности за фронтом ударной волны, плазменных сгустков, а также в ионосферных измерениях.

Существуют, однако, ограничения этого метода, из которых основными являются: 1) значительное уширение резонансных кривых при недостаточно выполненном условии $\frac{\omega}{v_e} > 1$ и 2) присутствие шумов, плазменных или разрядных колебаний, амплитуда которых превышает уровень зондирующего сигнала.

Эти два фактора сильно затрудняют обнаружение резонансов, не говоря уже об измерении частоты столкновений электронов.

В заключение следует отметить, что при теоретическом рассмотрении мы не учитывали влияния возможного существования градиента плотности, а также возмущений ее, создаваемых самими высокочастотными зондами. Исследования, проведенные на других системах [8], указывают, что наличие градиентов плотности приводит к появлению дополнительных резонансов. В нашем эксперименте можно также обнаружить существование тонкой структуры основных резонансов (см. осциллограммы 3, 4 на рис. 6), по-видимому обусловленных или возмущениями, создаваемым самим зондом, или неучтенным температурным эффектом. Естественна необходимость дальнейшего изучения этого вопроса.

Авторам приятно выразить свою благодарность Р. З. Сагдееву и Б. В. Чирикову за обсуждение данной работы и Н. С. Бучельниковой за постоянную поддержку и внимание.

Литература

- [1] T. H. Jeung, I. Sayers. Proc. Phys. Soc., 70B, 663, 1957. — [2] L. Tonk's. Phys. Rev., 37, 1458, 1931. — [3] Л. В. Дубовой, А. Г. Пономаренко и В. А. Корнилов. ЖТФ, XXXII, 663, 1962. — [4] В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме, глава III, § 10, Физматгиз, 1960. — [5] G. Schulz, S. Brown. Phys. Rev., 98, 1642, 1955. — [6] Л. В. Дубовой, А. Г. Пономаренко. ЖТФ, XXXI, 1302, 1961. — [7] С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. Госатомиздат, 1962. — [8] E. Åström. Arkiv för Fysik, 19, 163, 1961.

Поступило в Редакцию
18 января 1963 г.
В окончательной редакции
20 июля 1963 г.