

энергиями и, следовательно, все образовавшиеся дефекты находятся внутри естественного (без внешнего смещения) чувствительного слоя, этот эффект должен приводить к увеличению тока на начальном участке обратной ветви вольт-амперной характеристики счетчика, что и наблюдалось на опыте (см. рис. 2). С этим же эффектом, по-видимому, связаны участки относительно медленного уменьшения $I_{обр}$ при $t^\circ = 18^\circ \text{C}$ как в вакууме, так и в среде обычного воздуха (см. рис. 1, б, области 2 и 3).

Десорбция кислорода из оксидной пленки на поверхности кристалла под действием протонной бомбардировки может привести к увеличению тока на начальном участке обратной ветви вольт-амперной характеристики счетчика и к росту поверхностных токов утечки [увеличение наклона прямых участков на кривых $I_{обр} = f(V\bar{U}_c)$]. Вероятно, с этим же эффектом связано быстрое уменьшение $I_{обр}$ при помещении облученного счетчика в среду обычного воздуха (см. рис. 1) за счет быстрой диффузии кислорода через золото.

По-видимому, серьезное влияние на изменение исследуемых характеристик счетчиков при облучении их моноэнергетическими потоками протонов может оказать внедрение в чувствительный слой атомов водорода, локальная

концентрация которых на глубине, равной длине пробега протонов, может достигать значительных величин. Аномальное поведение коэффициента усиления облученного счетчика в зависимости от смещения (см. рис. 4) свидетельствует о наличии скачка потенциала вблизи поверхности.

В заключение авторы выражают благодарность Ю. С. Максимова и Н. Б. Строкану за обсуждение данной работы, Г. М. Новикову — за изготовление счетчиков, В. С. Павлюкевичу и В. В. Струлеву — за участие в измерениях и обработке экспериментальных результатов.

Поступила в Редакцию 17/I 1968 г.
В окончательной редакции 17/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Amsel, P. Baguch, O. Smulkowski. IRE Trans., NS-8, 1, 21 (1961).
2. Г. Ф. Богданов, М. М. Дремин, Б. П. Максимова. Диагностика плазмы. Т. 2. М., Атомиздат, 1968.
3. Н. Н. Бревнов, Ю. С. Максимова, В. С. Цыпленков. «Атомная энергия», 20, 149 (1966).
4. Д. Дирли, Д. Нортроп. Полупроводниковые счетчики излучений. М., «Мир», 1966.
5. В. С. Вавилов. Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.

Возбуждение интенсивных ВЧ-колебаний в плазменно-пучковом разряде

И. А. БЕЗЪЯЗЫЧНЫЙ, А. К. БЕРЕЗИН, В. А. БУЦ,
В. И. КУРИЛКО, Я. Б. ФАЙНБЕРГ

УДК 533.5

Цель настоящей работы — выяснение условий, при которых возможно возбуждение интенсивных ВЧ-колебаний в плазменно-пучковом разряде. Так как основными параметрами, определяющими частотный спектр, инкременты нарастания колебаний и интенсивность возбуждаемых колебаний при заданных характеристиках (энергия и ток) электронного пучка, являются напряженность магнитного поля, плотность плазмы и радиальные размеры области взаимодействия, поэтому в работе были измерены зависимости частотных спектров и интенсивности возбуждаемых ВЧ-колебаний от этих величин. В результате этих измерений показано, что интенсивность возбуждаемых колебаний сильно зависит от напряженности магнитного поля и поперечных размеров области взаимодействия. Для заданных характери-

стик электронного пучка найдены такие условия (напряженность магнитного поля, давление рабочего газа, радиус области взаимодействия) при которых ВЧ-мощность колебаний, возбуждаемых в системе пучок — плазма, максимальна и достигает 120—150 *квт* в импульсе. Проведено сравнение полученных экспериментальных данных с теорией.

Блок-схема установки аналогична описанной ранее [1]. В экспериментах использовались импульсные электронные пучки с энергией 25 *кэв* и током 28 *а* (длительность импульса 4,5 *мксек*, частота посылок 50 *гц*, диаметр катода 2 *см*, длина области взаимодействия 40 *см*). Напряженность однородной части магнитного поля составляла 1000—2000 *э*. Плазма создавалась самим пучком. Давление рабочего газа (водород, воздух, аргон) в плазменно-

камере было равно $5 \cdot 10^{-4} \div 1 \cdot 10^{-3}$ торр. ВЧ-мощность отбиралась с помощью спиральных переходов [1] и измерялась прибором ИБМ-2.

Ранее [2, 3] было показано, что в стеклянной плазменной камере (длина 40 см, радиус 3,5 см) при взаимодействии электронного пучка с плазмой возбуждаются продольные волны с напряженностью электрического поля 1—2 кв/см. При этом было показано, что возбуждение этих колебаний сопровождается интенсивным ВЧ-излучением, проходящим через стеклянную стенку из плазменной камеры.

С целью увеличения потока и плотности энергии продольных ВЧ-колебаний в плазме стеклянная колба была заменена медной трубкой такой же длины (радиус образцов: 1,3; 1,75; 2,5; 4,0 см), что существенно увеличило интенсивность возбуждаемых колебаний.

На рис. 1, А, Б приведены частотные спектры, снятые в конце области взаимодействия, для волн, групповая скорость которых равна по величине и совпадает по направлению со скоростью пучка при различных радиусах плазменной камеры (1,75 и 4,0 см соответственно) и напряженности магнитного поля 1000 э. На рис. 1, В приведен частотный спектр для радиуса 1,75 см при напряженности магнитного поля 2000 э. Из приведенных графиков следует, что спектр возбуждаемых колебаний сплошной и наиболее интенсивные колебания приходятся на область длин волн $\lambda \approx 50 \div 28$ см (в вакууме). Для измерения мощности возбуждаемых колебаний в данном диапазоне волн использовался импульсный измеритель больших мощностей типа ИБМ-2 (полоса частот до 1000 Мгц, коэффициент стоячей волны входа не превышает 1,4). Осциллограмма огибающей ВЧ-импульса показана на рис. 2.

Зависимость уровня мощности ВЧ-колебаний на выходе системы пучок — плазма (в относительных единицах) для различных радиусов плазменной камеры приведена на рис. 3.

Как видно из рис. 1 и 3, в то время как частотные спектры мало изменяются в зависимости от радиуса плазменной камеры и напряженности магнитного поля, интенсивность ВЧ-возбуждаемых колебаний сильно зависит от этих параметров. Для заданных параметров пучка и плазмы [плотность плазмы $(6 \div 8) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$] имеется оптимальный радиус плазменной камеры, при котором интенсивность возбуждаемых ВЧ-колебаний в системе пучок — плазма максимальна. В нашем случае он равен 1,75 см.

Максимальное значение ВЧ-мощности в импульсе на кривой 1 (см. рис. 3) составляет

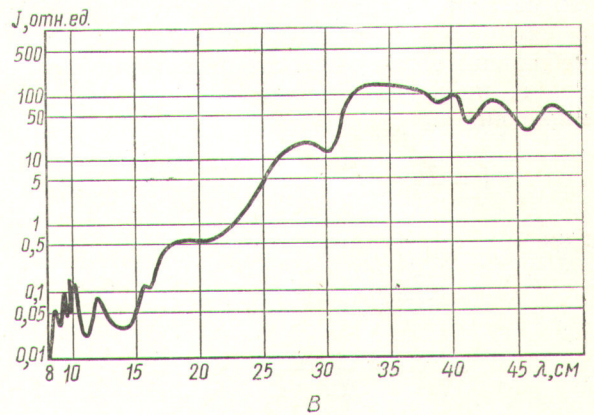
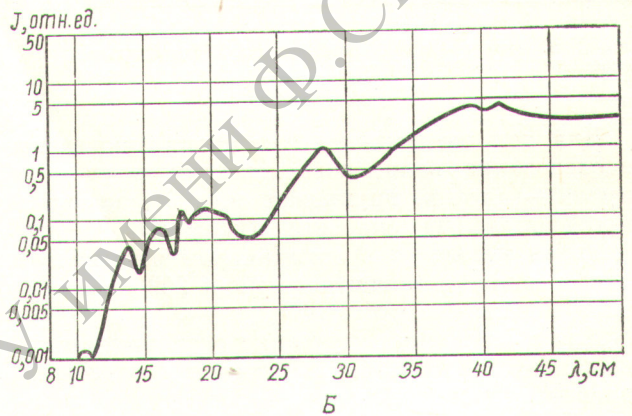
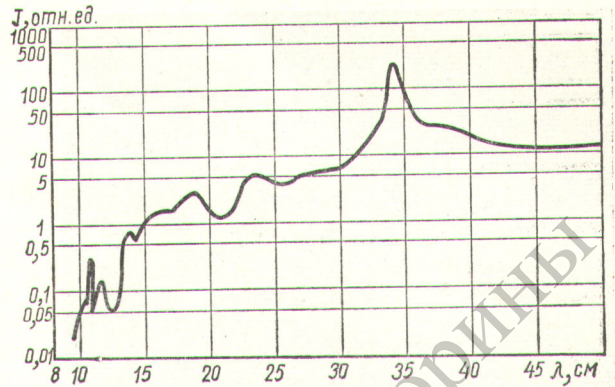
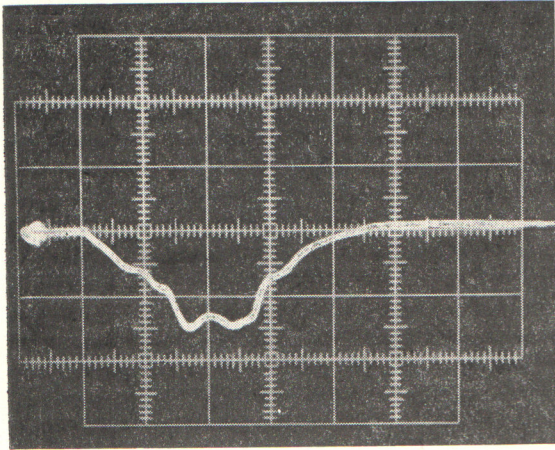


Рис. 1. Частотные спектры колебаний, возбуждаемых в системе пучок — плазма, для различных радиусов плазменной камеры и напряженностей магнитного поля H :
А — $a = 4$ см, $H = 1000$ э; Б — $a = 1,75$ см, $H = 1000$ э;
В — $a = 1,75$ см, $H = 2000$ э.

(По оси абсцисс отложена длина волны в вакууме.)

120—150 квт, а на кривой 2—45 квт при начальной мощности электронного пучка 625 квт.



Р и с. 2. Оциллограмма огибающего ВЧ-импульса (масштаб 1 мксек/деление).

Для тех же режимов установки проведено исследование волн, возбуждаемых в системе пучок — плазма, групповая скорость которых противоположна скорости пучка. Их максимальная мощность в оптимальном режиме при напряженности магнитного поля 2000 э составила 7 квт.

Для объяснения полученных экспериментальных результатов было найдено и исследовано дисперсионное уравнение, определяющее взаимодействие пучка с произвольным аксиально симметричным распределением тока по радиусу с плазменным цилиндром радиуса a . Для небольших токов пучка это дисперсионное уравнение, найденное вариационным методом [4], имеет вид

$$\left(-\frac{\chi_n}{a^2} + \gamma_0^2\right) + \frac{\omega_1^2 (k_{||}^2 - k^2 \varepsilon_{\perp})}{\pi \varepsilon_{\perp} \omega_*^2 a^2 J_1^2(\chi_n)} = 0, \quad (1)$$

где

$$\gamma_0^2 \equiv \frac{\varepsilon_{||}}{\varepsilon_{\perp}} (k_{||}^2 - k^2 \varepsilon_{\perp}); \quad \varepsilon_{||} = 1 - \frac{\Omega_0^2}{\omega^2};$$

$$\varepsilon_{\perp} = 1 + \frac{\Omega_0^2}{\omega_H^2 - \omega^2}; \quad \bar{\omega}_1^2 = \frac{4\pi e \rho_0}{m};$$

$$\rho_0 = 2\pi \int_0^a n_b(r) r dr - \text{погонная плотность электр-}$$

тронного пучка (n_b — плотность электронов пучка); χ_n — корни функции Бесселя нулевого порядка [$J_0(\chi_n) = 0$]; a — радиус области взаимодействия; $J_1(\chi_n)$ — функция Бесселя 1-го порядка;

$$\omega_*^2 = (\omega - k_{||} v_0)^2;$$

v_0 — скорость пучка; $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ — ларморова частота; $\Omega_0^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m}$ — ленгмюрова частота; n — плотность плазмы; m и e — масса и заряд электрона.

Для бесконечно сильного магнитного поля ($H \rightarrow \infty$) и для случая очень тонких пучков дисперсионное уравнение (1) было получено в работах [5, 6].

Считая, как и в работе [5], что спектр возбуждаемых колебаний определяется продольными размерами системы:

$$\omega_n = k_{||} v_0; \quad k_{||} = \frac{\pi n}{L} \quad (2)$$

($n = 1, 2, 3 \dots$; L — длина системы), получим следующее выражение для инкремента нарастания $\varepsilon = \text{Im} \omega = \omega - \omega_n$:

$$\left(\frac{\varepsilon}{\omega}\right)^2 = \frac{\delta}{(\chi_n^2 - a^2 \gamma_0^2) J_1^2(\chi_n)}, \quad (3)$$

где

$$\delta = -\frac{\bar{\omega}_1^2}{\pi v_0^2}; \quad \beta = \frac{v_0}{c}.$$

Выражение (3) справедливо в том случае, когда частота ω_n не слишком близка к резонансной частоте плазменного цилиндра $\omega_{\text{рез}}$, определяемой условием

$$\chi_n^2 - a^2 \gamma_0^2 = 0; \quad |\omega_{\text{рез}} - \omega_n| \gg \varepsilon. \quad (4)$$

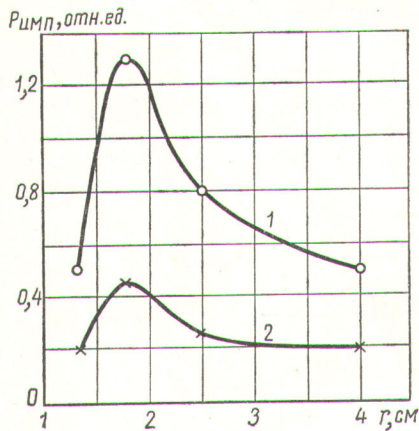
В случае, когда разность $\omega_{\text{рез}} - \omega_n$ мала, инкремент нарастания достигает максимума, определяемого уравнением

$$\left(\frac{\varepsilon_{\text{макс}}}{\omega}\right)^3 = -\frac{\pi \delta}{k_{||}^2 a^2 J_1^2(\chi_n)}. \quad (5)$$

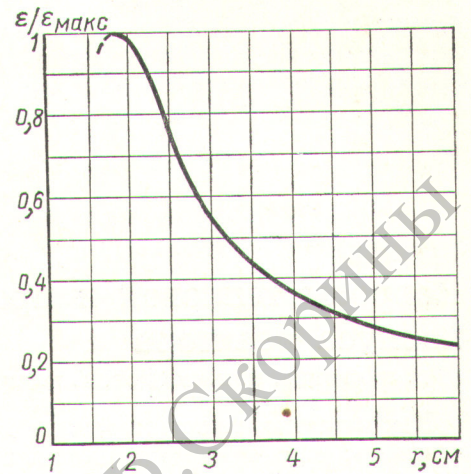
При этом в отличие от работы [5], где изучались колебания, связанные с пучком, рассматривается возбуждение пучком колебаний плазменного цилиндра.

Физически наличие такого резонанса означает, что фазовая скорость волны плазменного цилиндра оказывается равной фазовой скорости волны плотности заряда, т. е. скорости пучка. Естественно, что при этом эффективность взаимодействия пучка с плазмой существенно возрастает. Необходимо подчеркнуть, что дисперсия плазменного цилиндра в рассматриваемых условиях ($\omega^2 \ll \Omega_0^2 \gg \Omega_H^2$), согласно выражению (4), мала:

$$\beta_{\Phi}^2(\omega) \equiv \frac{1}{\varepsilon_1} \left[1 - \frac{\chi_n^2 c^2}{\Phi^2 \varepsilon_{||} a^2}\right]^{-1} \approx \frac{1}{1 + \frac{\chi_n^2 c^2}{\Omega_0 a^2}}. \quad (6)$$



Р и с. 3. Зависимость мощности ВЧ-колебаний на выходе системы пучок — плазма от радиуса плазменной камеры и напряженности магнитного поля:
1 — $H = 2000$ э; 2 — $H = 1000$ э.



Р и с. 4. Зависимость инкремента нарастания колебаний, возбуждаемых в системе пучок — плазма, от радиуса плазменной камеры при $H = 2000$ э.

Отсюда следует, что условие резонанса выполняется одновременно для всего спектра частот, определяемого соотношением (2).

С помощью выражений (3) — (5) была рассчитана зависимость ϵ/ϵ_{\max} от радиуса a при постоянной плотности плазмы для следующих параметров: $L = 40$ см; $v_0 = 9 \cdot 10^9$ см/сек; $\beta = 0,3$; $\Omega_0^2 = 2,2 \cdot 10^{20}$ сек $^{-2}$; $\omega_H^2 = 1,2 \cdot 10^{21}$ сек $^{-2}$; $\omega_1^2 = 0,5 \cdot 10^{20}$ см 2 ·сек $^{-2}$; $\chi_1 = 2,405$. При этом n было выбрано равным восьми, что соответствует частоте $f = 9 \cdot 10^8$ сек $^{-1}$, на которой наблюдался максимум интенсивности колебаний. Эта зависимость приведена на рис. 4. Как видно из графика, инкремент нарастания колебаний также возрастает с уменьшением радиуса плазменной камеры, достигая максимума при $a_{\text{кр}} = 1,81$ см, а затем спадает до нуля при значениях радиуса $a_{\text{мин}} = a_{\text{кр}} - \Delta a$, где $\frac{\Delta a}{a_{\text{кр}}} \approx \frac{\epsilon_{\max}}{\omega}$. Для нашего случая $\Delta a \approx 0,1$ см. Сравнимая зависимости, приведенные на рис. 3 и 4, можно отметить, что эти кривые имеют резонансный характер и экспериментальное значение оптимального радиуса ($a_{\text{кр}} = 1,75$ см) находится в хорошем согласии с расчетным значением, равным 1,81 см.

Согласно теоретической модели, частотный спектр должен состоять из нескольких линий,

длина волны которых определяется соотношением (2).

Для оптимальных размеров камеры интенсивность возбуждаемых колебаний весьма значительна. Следует отметить, что с ростом напряженности магнитного поля интенсивность возбуждаемых колебаний увеличивается.

Авторы благодарны В. А. Шороху и Ю. М. Тарбасову за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в Редакцию 12/XII 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. К. Березин и др. В сб. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Вып. 4. Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 129.
2. А. К. Березин и др. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vienna, IAEA, Vol. 1, P. 515, 1966.
3. Е. В. Лифшиц, А. К. Березин, Ю. М. Ляпкало. ЖТФ, 36, 1087 (1966).
4. А. М. Михайловский, К. Юнгвирт. ЖТФ, 36, 777 (1966).
5. М. В. Незлин. ЖЭТФ, 50, 349 (1966).
6. M. Yoshikawa. Nucl. Fusion, 1, 167 (1961).