

ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

# РАДИОФИЗИКА

Том XXXI

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

ИЗДАНИЕ ГОРЬКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
И НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО  
РАДИОФИЗИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА  
1988

УДК 621.385.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ДИФРАГИРОВАННЫМ ПОЛЕМ

Г. С. Воробьев, А. В. Нестеренко, А. И. Цвык, Л. И. Цвык,  
В. П. Шестопалов

На основании теоретических и экспериментальных исследований проводится физический анализ процессов взаимодействия электронного потока с дифрагированным на периодической структуре электромагнитным полем. Выделены области поглощения и усиления электромагнитной энергии потоком электронов. Исследованы условия возбуждения дифракционного излучения и особенности изменения динамических параметров электронного потока, взаимодействующего с дифрагированным полем. Экспериментальные исследования проводились в миллиметровом диапазоне.

Особенностью устройств дифракционной электроники (в частности, генераторов дифракционного излучения (ГДИ) [1]) является взаимодействие электронного потока с дифрагированным на периодической структуре электромагнитным полем. До настоящего времени теоретические исследования этих генераторов, в основном, базировались на решении задач в приближении заданного в открытом резонаторе электромагнитного поля, а экспериментальные исследования — на изучении энергетических и частотных характеристик возбуждаемых колебаний. В то же время сам процесс взаимодействия электронов с дифрагированным полем пока остается малоизученным.

В данной работе проводится анализ процессов взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем, образовавшимся при дифракции плоской волны на периодической структуре. Рассмотрен электронно-волновой механизм возбуждения дифракционного излучения (ДИ). Экспериментально в миллиметровом диапазоне (3,8—5,6 мм) исследованы зависимости интенсивности ДИ от угла пролета электронов в дифрагированном поле, а также характер изменения динамических параметров электронного потока от плотности тока.

**1. Анализ физических процессов взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем.** Пусть на металлическую дифракционную решетку под углом  $\alpha' = 90^\circ + \alpha$  к ее поверхности падает  $H$ -поляризованная электромагнитная волна (рис. 1). Вблизи дифракционной решетки с постоянной скоростью  $v = j\sqrt{2\eta U}$  движется немодулированный поток электронов ( $\eta = e/M$ ,  $e$ ,  $M$  — заряд и масса электрона;  $U$  — начальное ускоряющее напряжение;  $\Psi = \mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t = ky \sin \alpha - kz \cos \alpha - \omega t$  — фаза падающего поля, которая зависит от пространственных координат  $y$ ,  $z$ , времени  $t$ , волнового числа  $k = \omega/c$ , частоты  $\omega = 2\pi f$  и угла падения  $\alpha$ ;  $c$  — скорость света). Проанализируем процессы возбуждения ДИ и взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем.

В результате дифракции полное поле над решеткой ( $z > 0$ ) состоит из суммы падающего и пространственных гармоник рассеянного поля [2]. Если период решетки  $l < \lambda / (1 + \sin \alpha)$ , то отражаться от решетки под углом  $\alpha_0 = 90^\circ - \alpha$  будет только нулевая ( $m = 0$ ) пространственная

гармоника. Остальное поле представляет собой суперпозицию поверхностных пространственных гармоник, затухающих при удалении от поверхности решетки в направлении оси  $Oz$  и распространяющихся в направлении оси  $Oy$  с фазовыми скоростями

$$v_{\phi} = lf / [m + (lf/c) \sin \alpha], \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

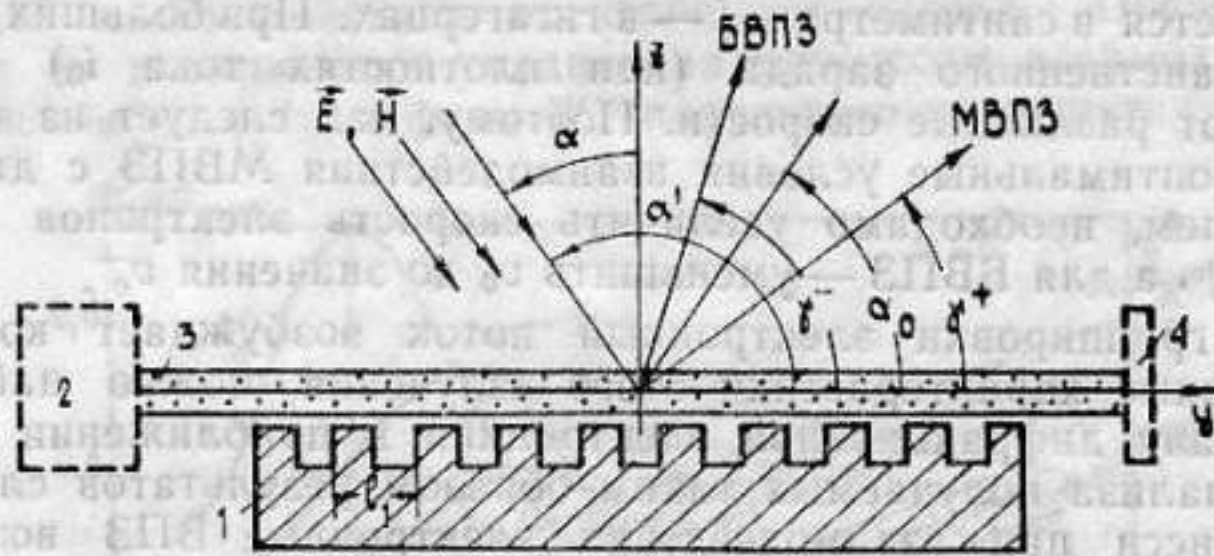


Рис. 1.

Электронный поток взаимодействует с продольной  $E_y$  составляющей СВЧ поля поверхностной дифракционной гармоника, что приводит к образованию в потоке электронов конвекционного тока [3, 4]

$$\tilde{J}_m = -i \frac{h_e i_0}{2U} a_m \exp \left[ -2\pi \frac{|a|}{\lambda} \sqrt{\left(\frac{h_m}{k}\right)^2 - 1} \right] \times \quad (2)$$

$$\times \left[ \frac{\exp(ih_m y)}{(h_m - h^+)(h_m - h^-)} - \frac{\exp(ih_y^+)}{2h_p(h_m - h^+)} + \frac{\exp(ih^- y)}{2h_p(h_m - h^-)} \right],$$

где  $i_0$  — постоянная плотность тока;  $h^{\pm} = h_e \pm h_p$ ;  $h_e = \omega/v$ ;  $h_p = \omega_q/v$ ;  $h_m = k \sin \alpha + 2\pi m/l$  — волновые числа;  $\omega_q = R\omega_p$  — эффективная плазменная частота;  $R$  — коэффициент редукции;  $\omega_p = 2\pi f_p$ ;  $f_p \approx 2.9 \sqrt{i_0 / \sqrt{U}}$  [ГГц] — плазменная частота неограниченного потока;  $a_m$  — комплексная амплитуда поверхностной дифракционной гармоника, которая находится из решения дифракционной задачи [2, 6];  $a$  — расстояние от траектории потока электронов до решетки; в формуле (2) учтены три основные гармоники тока, соответствующие невозмущенной электронной волне, распространяющейся с фазовой скоростью  $v_m = v_{\phi}$ , а также медленной и быстрой волнам пространственного заряда (МВПЗ, БВПЗ), фазовые скорости которых определяются соотношениями  $v^{\pm} = v / (1 \pm \omega_q/\omega) \omega / h^{\pm}$ .

Из (2) видно, что конвекционные токи МВПЗ и БВПЗ противофазны, т. е., как и в классических приборах с длительным взаимодействием  $O$ -типа [3, 4], медленная ВПЗ отдает энергию СВЧ полю, а быстрая ВПЗ поглощает ее. Мощность взаимодействия  $P_m =$

$$= (1/2) \int_V \tilde{J}_m E_y^* dV$$

этих электронных волн состоит из активной  $P_a$  и

реактивной  $P_r$  составляющих, в то время как для невозмущенной волны тока  $P_a = 0$ ,  $P_r \neq 0$ . Максимальная мощность взаимодействия достигается при определенном квазисинхронизме МВПЗ или БВПЗ с СВЧ полем, т. е. при  $h_m = h^{\pm}$  и скоростях электронов

$$v_0^{\pm} = v_{\phi} (1 \pm \omega_q/\omega). \quad (3)$$

Условие (3) в приборах с длительным взаимодействием эквивалентно случаю равенства относительного угла пролета электронов ( $\Phi_0^{\pm}$ ) параметру пространственного заряда ( $\varphi_p = Nl\omega_q/\omega$ ;  $N$  — количество пери-

одо́в решетки). При малом пространственном заряде ( $\varphi_p \ll \pi$ ) оптимальный рассинхронизм  $\Phi_0^\pm \approx \pm\pi$ , а МВПЗ и БВПЗ распространяются со скоростями, близкими к  $v_0^\pm = v_\phi$ . Такую скорость электронов можно обеспечить ускоряющим напряжением

$$U_0 [B] \approx 284,37 [l f / (m + 3,33 \cdot 10^{-2} l f \sin \alpha)]^2, \quad (4)$$

где  $l$  измеряется в сантиметрах,  $f$  — в гигагерцах. При больших параметрах пространственного заряда (или плотностях тока  $i_0$ ) МВПЗ и БВПЗ имеют различные скорости. Поэтому, как следует из (3), чтобы обеспечить оптимальные условия взаимодействия МВПЗ с дифрагированным полем, необходимо увеличить скорость электронов от значения  $v_0$  до  $v_0^+$ , а для БВПЗ — уменьшить  $v_0$  до значения  $v_0^-$ .

После группировки электронный поток возбуждает когерентное ДИ. Основные характеристики этого излучения можно найти, если решить задачу дифракционной электроники в приближении тока (2) [1, 6]. Из анализа получаемых таким образом результатов следует, что образовавшиеся при взаимодействии электронные ВПЗ возбуждают ДИ только в том случае, если они распространяются с фазовыми скоростями  $\tilde{v}$ , определяемыми неравенством

$$l f / (|n| + l/\lambda) \leq \tilde{v} \leq l f / (|n| - l/\lambda), \quad (5)$$

а излучение направлено под углом

$$\gamma_n = \arccos [c/\tilde{v} + n\lambda/l], \quad (5a)$$

где  $n = -1, -2, \dots$  — номер возбуждаемой пространственной гармоники ДИ.

Из (5), (5a) видно, что ДИ может возбуждаться как отдельной электронной волной, так и одновременно несколькими ВПЗ. В частности, для невозмущенной электронной волны условия (5) выполняются всегда, так как  $\tilde{v} = v_m = v_\phi$  ( $n = -m$ ), а возбуждаемое этой волной излучение направлено под углом отраженного от решетки падающего поля. Интенсивность ДИ максимальна при оптимальных параметрах рассинхронизма МВПЗ или БВПЗ с полем поверхностной дифракционной гармоники, т. е. при скоростях электронов  $v_0 = v_0^\pm$ .

В отличие от невозмущенной электронной волны медленная и быстрая ВПЗ распространяются с различными фазовыми скоростями. Поэтому ДИ этих электронных волн направлено под различными углами  $\gamma = \gamma_n^+$ ,  $\gamma = \gamma_n^-$ , примерно симметричных направлению  $\alpha_0 = 90^\circ$  — а распространения отраженного сигнала падающего поля (рис. 1). Однако при оптимальном рассинхронизме МВПЗ или БВПЗ возбуждают ДИ также под углами  $\gamma^\pm = \alpha_0$ . Связь между мощностью взаимодействия электронных волн и углами ДИ показана на рис. 2. Здесь приведены теоретические зависимости активных составляющих мощности взаимодействия  $P^\pm/P_{\max}$  медленной и быстрой ВПЗ с основной ( $m=1$ ) поверхностной дифракционной гармоникой и углов (5a) ДИ от ускоряющего напряжения  $U$  для двух случаев: при заданном угле падающего поля ( $\alpha' = 90^\circ$ ) и различных значениях плотности тока  $i_0 = 2; 4; 10$  А/см<sup>2</sup> (рис. 2a, кривые 1, 2, 3 соответственно), и для заданной плотности тока  $i_0 = 4$  А/см<sup>2</sup> и различных углов падающего поля  $\alpha' = 95, 90, 85^\circ$  (рис. 2б, кривые 1, 2, 3). Расчеты проводились при следующих параметрах: период решетки  $l = 0,04$  см; количество периодов  $N = 50$ ; частота падающего электромагнитного поля  $f = 70,613$  ГГц; коэффициент редукиции  $R = 1$ ; плазменная частота  $\omega_q = \omega_p$ . Пунктирными (вертикальными) линиями выделены напряжения  $U_0$ ,  $U_0^\pm$ , соответствующие скоростям электронов  $v_\phi$  и  $v_0^\pm$ . Из этих данных видно, что при оптимальном рассинхронизме МВПЗ или БВПЗ с полем поверхностной дифракционной гармоники для заданной плотности тока  $i_0$  излучение электронных волн всегда направлено под углом отраженного СВЧ сигнала, а оптимальное зна-

чение  $U_0^\pm$  существенно зависит от  $i_0$  и угла  $\alpha$ . Мощность  $P_a^+ < 0$ ,  $P_a^- > 0$ , что указывает на процессы усиления медленной и поглощения быстрой волнами пространственного заряда высокочастотной энергии. Для заданной начальной скорости электронов изменение угла  $\alpha$  меняет фазовую скорость (1) дифрагированного поля, а следовательно, и мощность взаимодействия электронного потока. Последний факт указывает на возможность управления процессом взаимодействия путем изменения угла (или фазы  $\Psi$ ) падающего на решетку поля.

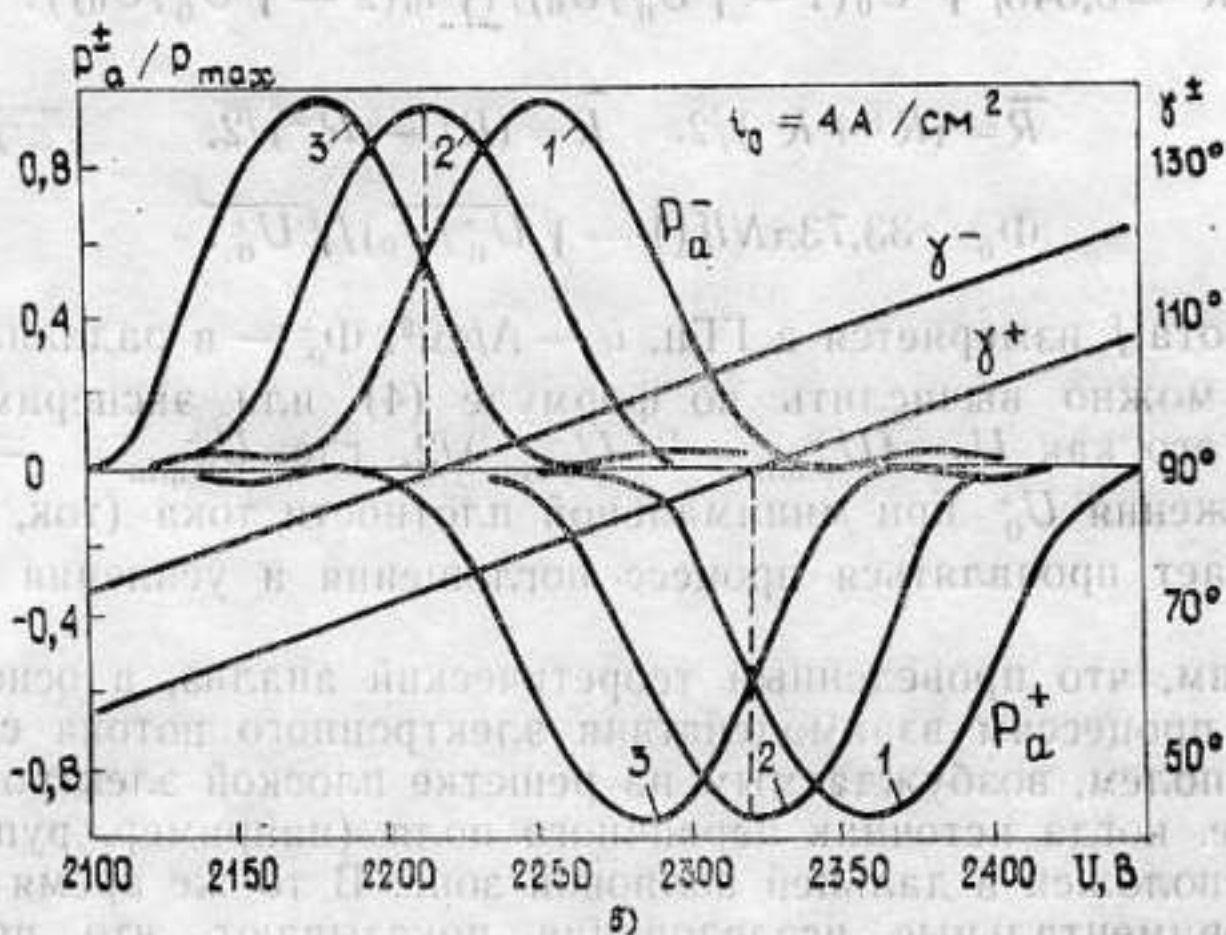
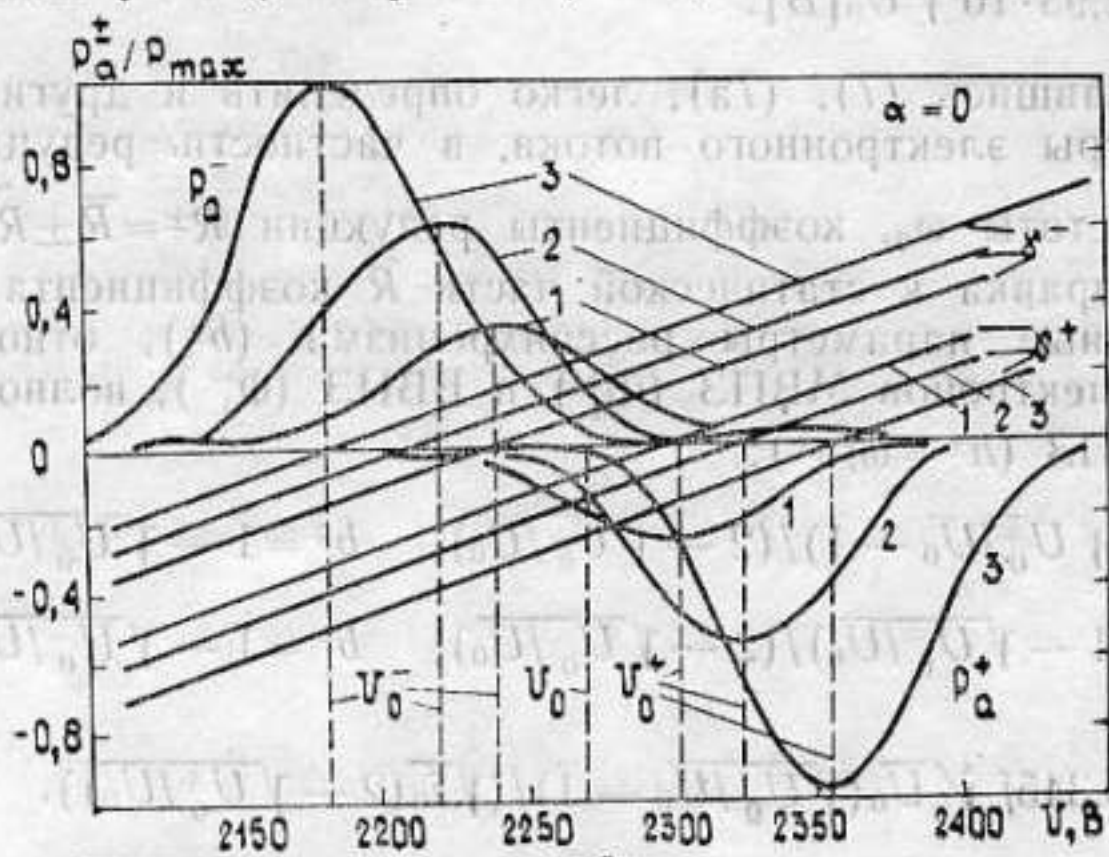


Рис. 2.

Проанализированные свойства процессов энергообмена позволяют по характеристикам излучения, возбуждаемого электронными ВПЗ, определить динамические параметры реального ( $R \neq 1$ ) электронного потока. Так, если для реального потока электронов установить ускоряющим напряжением (4) скорость  $v_0 = v_\Phi$ , то при заданной плотности тока  $i_0$  МВПЗ и БВПЗ возбуждают ДИ в направлениях

$$\cos \gamma_n^\pm = c/\tilde{v}^\pm + n\lambda/l. \quad (6)$$

Путем увеличения скорости электронов на величину  $\Delta v^+ = v_0^+ - v_0$  ( $i_0 = \text{const}$ ) можно ввести МВПЗ в оптимальный рассинхронизм с поверхностной дифракционной гармоникой. Тогда

$$\cos \gamma_{n \text{ синхр}}^+ = c/(\tilde{v}^+ + \Delta v^+) - m\lambda/l \equiv \sin \alpha,$$

откуда для фазовой скорости МВПЗ получим

$$\tilde{v}^+ = v_0(2 - \sqrt{U_0^+/U_0}). \quad (7)$$

Аналогично для БВПЗ

$$\tilde{v}^- = v_0(2 - \sqrt{U_0^-/U_0}), \quad (7a)$$

где  $v_0[\text{см/с}] \approx 2,93 \cdot 10^7 \sqrt{U_0[\text{В}]}$ .

Воспользовавшись (7), (7a), легко определить и другие динамические параметры электронного потока, в частности, редуцированные плазменные частоты  $\omega_q$ , коэффициенты редукиции  $R^\pm = \bar{R} \pm \tilde{R}$  ( $\tilde{R}$  — динамическая поправка к статической части  $\bar{R}$  коэффициента редукиции [4]), оптимальные параметры рассинхронизма ( $b^\pm$ ), относительный угол пролета электронов МВПЗ ( $\Phi_0^+$ ) и БВПЗ ( $\Phi_0^-$ ), волновые числа электронных ВПЗ ( $h^\pm = \omega/v^\pm$ ):

$$\begin{aligned} f_q^+ &= f(\sqrt{U_0^+/U_0} - 1)/(2 - \sqrt{U_0^+/U_0}), & b^+ &= 1 - \sqrt{U_0^+/U_0}, \\ f_q^- &= f(1 - \sqrt{U_0^-/U_0})/(2 - \sqrt{U_0^-/U_0}), & b^- &= 1 - \sqrt{U_0^-/U_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$R^+ = 0,345f \sqrt[3]{U_0}(\sqrt{U_0^+/U_0} - 1)/(\sqrt{i_0}(2 - \sqrt{U_0^+/U_0})),$$

$$R^- = 0,345f \sqrt[3]{U_0}(1 - \sqrt{U_0^-/U_0})/(\sqrt{i_0}(2 - \sqrt{U_0^-/U_0})),$$

$$\bar{R} = (R^+ + R^-)/2, \quad \tilde{R} = (R^+ - R^-)/2,$$

$$\Phi_0^\pm = 33,73\pi Nlf(1 - \sqrt{U_0^\pm/U_0})/\sqrt{U_0^\pm}.$$

Здесь частота  $f$  измеряется в ГГц,  $i_0$  — А/см<sup>2</sup>,  $\Phi_0^\pm$  — в радианах, напряжение  $U_0$  можно вычислить по формуле (4) или экспериментально, определяя его как  $U_0 = (U_{0\text{min}}^+ + U_{0\text{min}}^-)/2$ , где  $U_{0\text{min}}^\pm$  — измеренные напряжения  $U_0^\pm$  при минимальной плотности тока (ток, при котором начинает проявляться процесс поглощения и усиления СВЧ сигнала).

Отметим, что проведенный теоретический анализ, в основном, относится к процессам взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем, возбуждаемым на решетке плоской электромагнитной волной, т.е. когда источник первичного поля (например, рупорная антенна) расположен в дальней волновой зоне. В то же время проведенные экспериментальные исследования показывают, что предполагаемые эффекты поглощения и усиления СВЧ энергии электронным потоком также наблюдаются и в ближней волновой зоне. В этом случае теоретические исследования усложняются, так как дифрагированное поле на решетке возбуждается неоднородной электромагнитной волной.

**2. Экспериментальные исследования.** Общий вид установки, на которой исследовались процессы взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем, показан на рис. 3. Измерения проводились в миллиметровом диапазоне длин волн ( $\lambda = 3,8 \div 5,6$  мм). Установка содержит дифракционную решетку 1, диодную электронную пушку 2, формирующую ленточный электронный поток 3, коллектор электронов 4, приемно-передающую рупорную антенну 5 с размерами апертуры  $12 \times 15$  мм<sup>2</sup>; СВЧ источник 6 и контрольно-измерительный тракт. Решетка с периодом  $l = 0,4$  мм, шириной 10 мм и длиной 40 мм располагалась вдоль оси отражательного цилиндрического зеркала с радиусом кривизны 110 мм и сечением апертуры  $40 \times 50$  мм<sup>2</sup> (зеркало с решеткой открытого резонатора ГДИ [1]). Электронный поток в пространстве

взаимодействия фокусировался постоянным магнитным полем. Модуляция электронов производилась  $H$ -поляризованной электромагнитной волной, которая формируется рупорной антенной, расположенной под углом  $\alpha' = 90^\circ$  ( $\alpha = 0$ ). Для управления процессом взаимодействия электронов с полем пространственной дифракционной гармоники ( $m = 1$ ) предусматривалась возможность изменения с помощью специального устройства 11 расстояния между рупором и решеткой в пределах  $d \approx \lambda - 15\lambda$ . Калиброванный СВЧ сигнал заданной частоты  $f$  от генератора 6 подводился к рупорной антенне через поляризационный аттенюатор 7 и направленный ответвитель 8, в прямое плечо которого включена согласованная нагрузка 9, а в обратное — второй ответвитель 10, к которому подключены измеритель мощности  $W$ , волномер  $\lambda$  и детекторная секция с индикатором (осциллографом) 2.

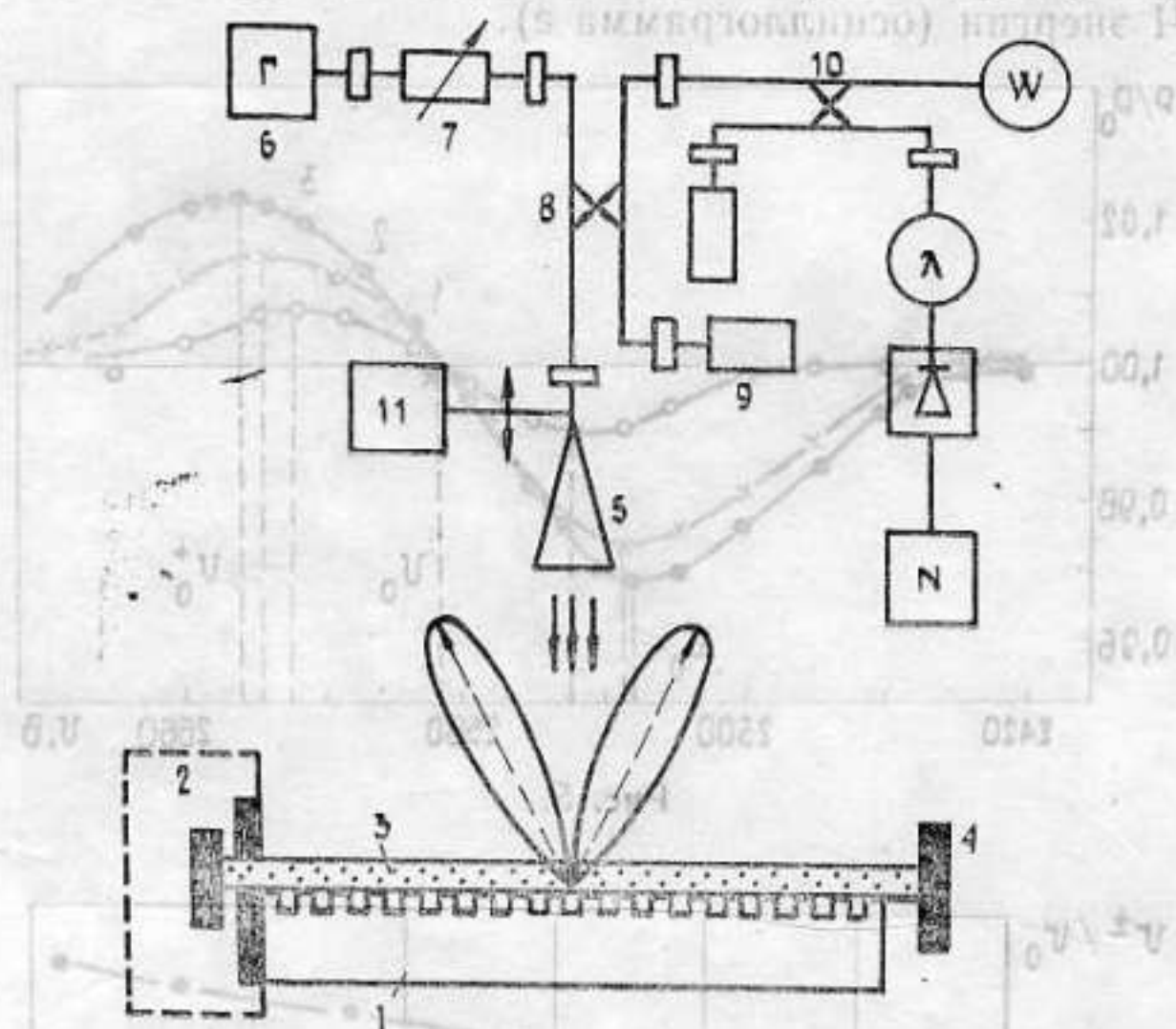


Рис. 3.

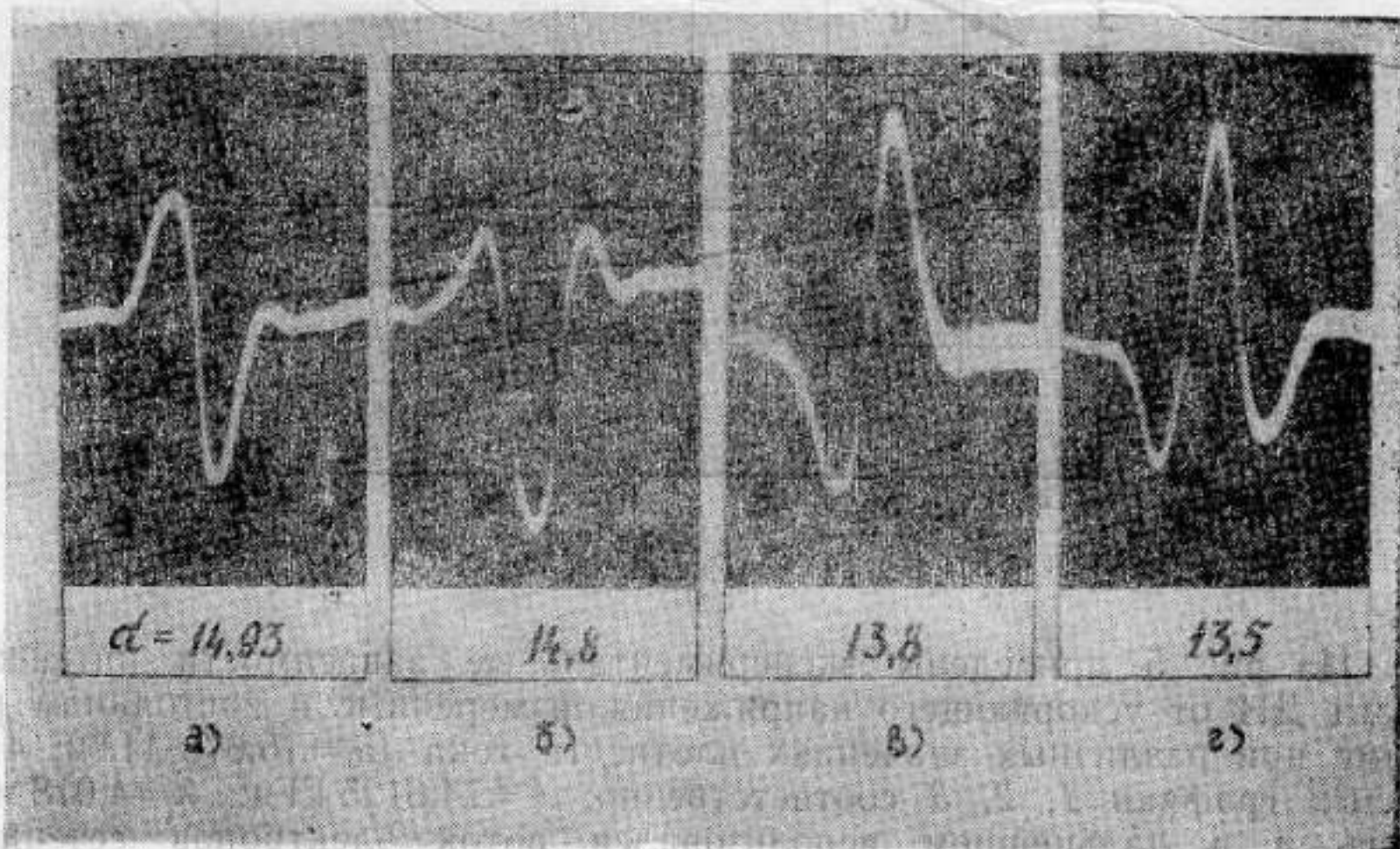


Рис. 4.

Экспериментально установлено, что для заданных параметров угла  $\alpha$ , расстояния  $d$  и частоты  $f$  облучающего решетку поля путем изменения скорости электронов в пределах (5) всегда можно получить

эффекты поглощения и усиления СВЧ энергии электронным потоком. Такие эффекты наблюдаются как при малых расстояниях между рупором и отражающим зеркалом (порядка  $\lambda$  или нескольких длин волн), так и при больших  $d$  (в эксперименте максимальное расстояние  $d \approx 15\lambda$ ). В частности, на рис. 4 показан общий вид осциллограмм возбуждаемых сигналов ДИ, иллюстрирующих характер изменения мощности (интенсивности) ДИ от скорости электронов при плавном увеличении расстояния  $d$ . Видно, что путем изменения  $d$  в малых пределах ( $\Delta d \leq \lambda/4$ ) можно управлять процессом взаимодействия электронов с дифрагированным полем, выделяя случаи плавного перехода от процессов усиления (поглощения) к поглощению (усилению) электронным потоком СВЧ энергии (осциллограммы *a, в*), а также случай явного поглощения быстрой ВПЗ (осциллограмма *б*) или усиления медленной ВПЗ СВЧ энергии (осциллограмма *г*).

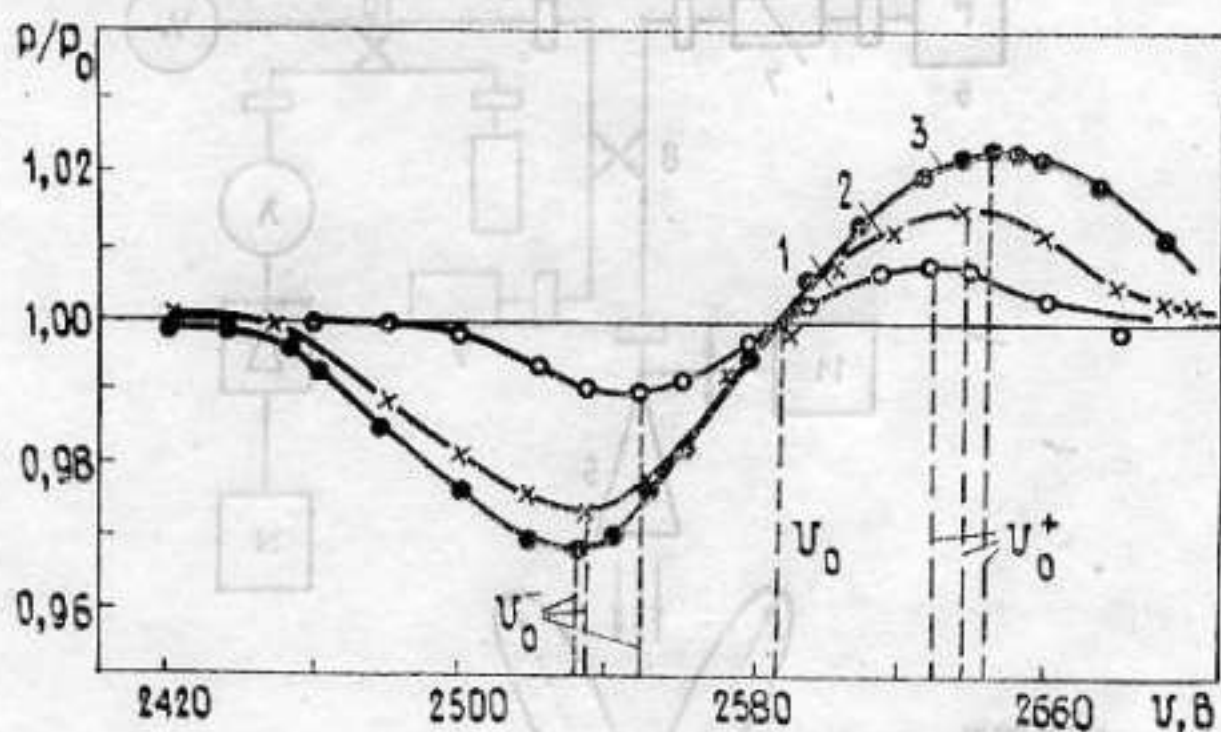


Рис. 5.

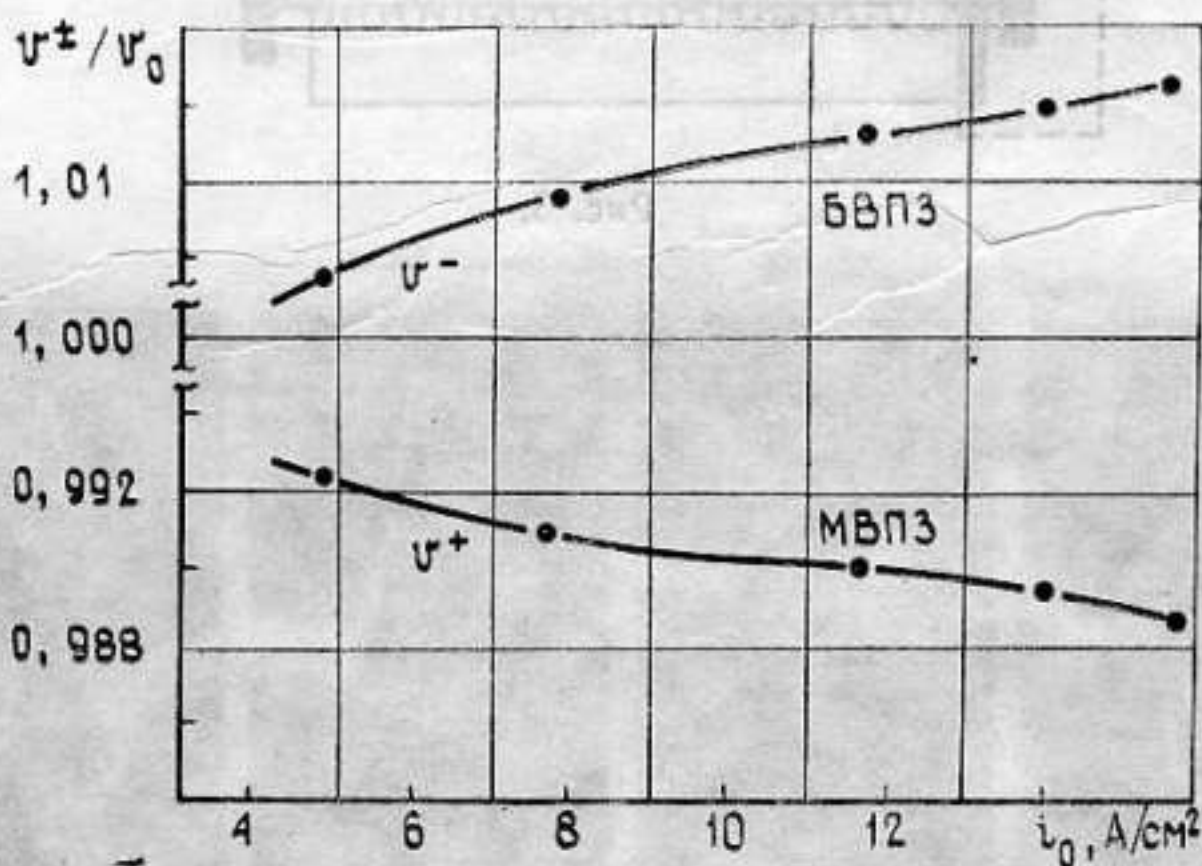


Рис. 6.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости интенсивности ДИ от ускоряющего напряжения, измеренные в постоянном режиме при различных значениях плотности тока ( $i_0 = 15,67; 11,62; 4,86$  А/см<sup>2</sup>; графики 1, 2, 3 соответственно;  $f = 74,6125$  ГГц;  $\lambda = 4,018$  мм; здесь и в дальнейшем использовался поток электронов сечением  $3,7 \times 0,1$  мм<sup>2</sup>). Видно, что качественно эти зависимости совпадают с теоретическими (рис. 2). Однако в эксперименте значение  $U_0^\pm$  с изменением плотности тока  $i_0$  изменяется неравномерно, что указывает на отличительные особенности динамических параметров реального электронного потока от идеализированного в теории, где предпола-



лось, что  $R=1$ . Влияние плотности тока на скорость распространения электронных волн, плазменную частоту, угол пролета электронов в пространстве взаимодействия и другие динамические параметры пучка показано на рис. 6—9.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости фазовых скоростей МВПЗ и БВПЗ от тока  $i_0$ . В общем случае, как и в длинноволновой области СВЧ диапазона [5], фазовая скорость БВПЗ с увеличением  $i_0$  нарастает, а МВПЗ уменьшается. Однако при определенной плотности тока монотонность изменения зависимостей  $v^\pm$  от  $i_0$ , описываемых линейной теорией при малом пространственном заряде, нарушается, что по-видимому, связано с проявлением нелинейных процессов в потоке электронов.

Ряд интересных особенностей имеют зависимости коэффициентов редукиции и эффективной плазменной частоты от  $i_0$  (рис. 7). В частности, коэффициент редукиции электронного потока, взаимодействующего с дифрагированным полем, отличается от статической его части  $\bar{R}$  (пунктирные линии) на динамическую поправку  $\tilde{R}$ . Это приводит к различным значениям  $R$  для МВПЗ ( $R^+$ ) и БВПЗ ( $R^-$ ). С увеличением плотности тока коэффициенты  $\tilde{R}$ ,  $R^\pm$  уменьшаются, а динамическая поправка  $\tilde{R}$  по абсолютной величине нарастает. Возможны случаи, когда  $\tilde{R} < 0$  (если  $i_0 > 4,8 \text{ А/см}^2$  для рассматриваемого ленточного потока) или  $\tilde{R} > 0$ , т. е. коэффициент редукиции  $R^+$  может быть меньше  $R^-$  или превышать это значение. При этом в исследуемом электронном потоке существует оптимальное значение плотности тока, при котором коэффициенты  $\tilde{R}$ ,  $R^\pm$  принимают минимальное значение ( $i_0 \approx 11,6 \text{ А/см}^2$ ).

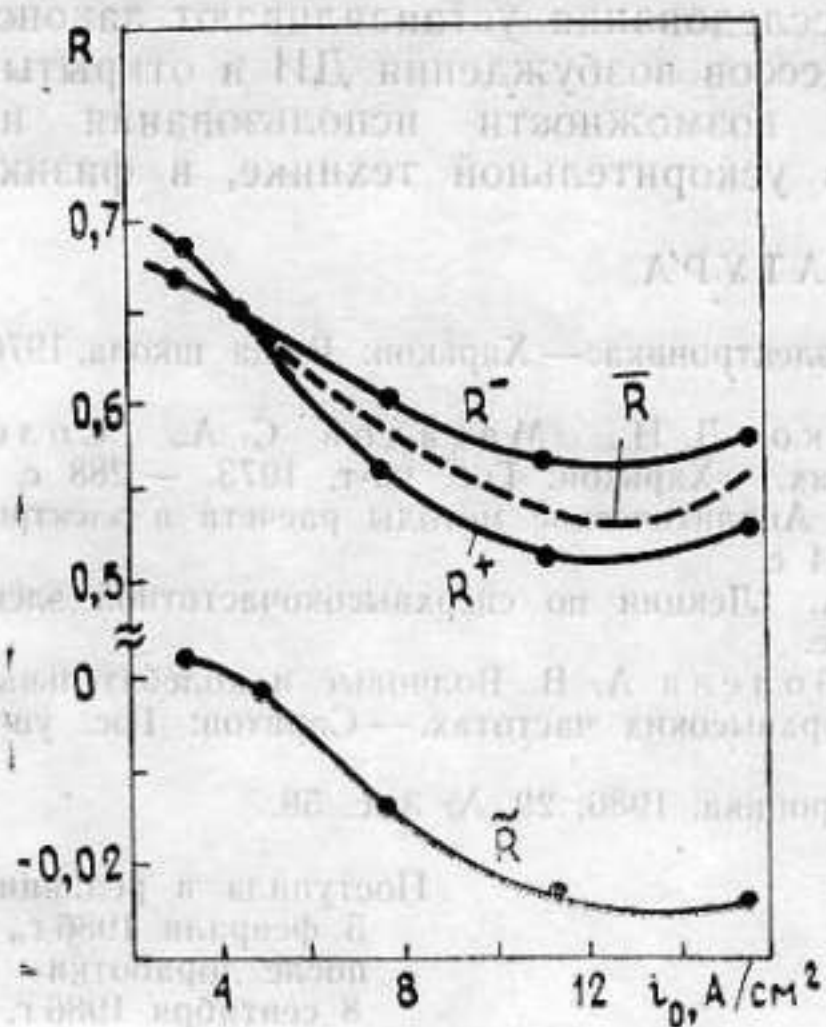


Рис. 7.

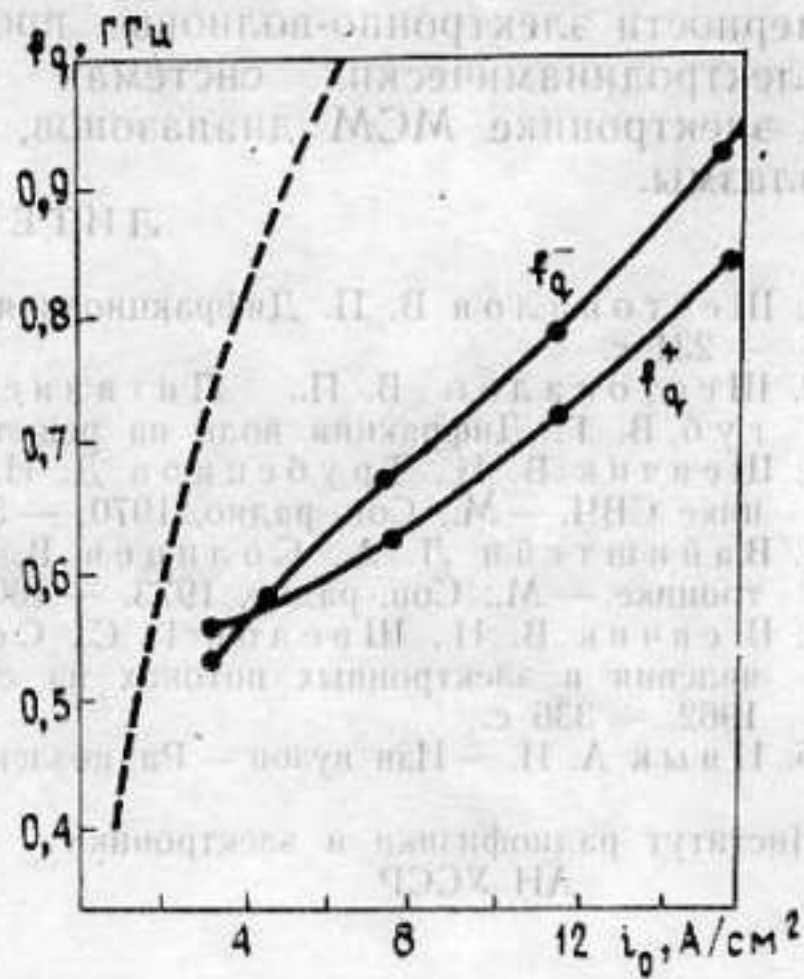


Рис. 8.

На рис. 8 показаны зависимости эффективной  $f_q^\pm$  и нередуцированной плазменных частот от плотности тока. В отличие от коэффициентов редукиции эффективные плазменные частоты  $f_q^\pm$ , как и плазменная частота  $f_q$  неограниченного потока (пунктирная линия), увеличиваются с увеличением  $i_0$ . Здесь также возможны случаи  $f_q^+ > f_q^-$  или  $f_q^+ < f_q^-$ .

Графики на рис. 9 иллюстрируют зависимости параметров рассинхронизма  $b^-$ , относительного угла пролета  $\Phi_0^-$  и волнового числа  $k^-$

для быстрой ВПЗ и параметров  $b^+$ ,  $\Phi_0^+$ ,  $h^+$  для МВПЗ от тока  $i_0$ . Наблюдаемое в эксперименте увеличение параметров  $b^\pm$  и  $\Phi_0^\pm$  (по модулю) с ростом  $i_0$  характерно не только для устройств дифракционной электроники, но и для других приборов О-типа [3, 4]. Однако количественные значения этих параметров в ГДИ могут существенно отличаться от аналогичных параметров классических устройств СВЧ электроники.

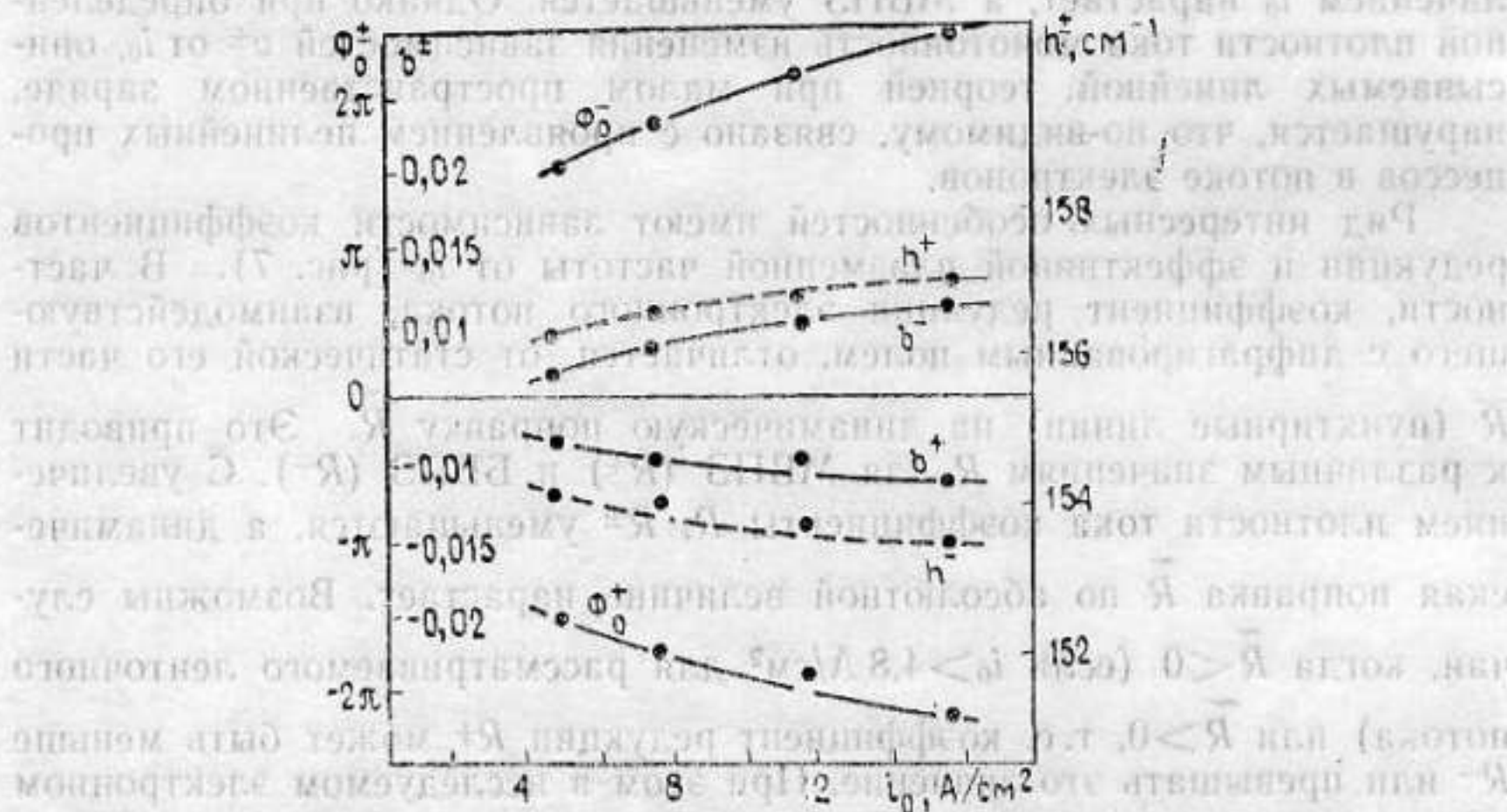


Рис. 9.

Таким образом, проведенные исследования устанавливают закономерности электронно-волновых процессов возбуждения ДИ в открытых электродинамических системах и возможности использования их в электронике МСМ диапазонов, в ускорительной технике, в физике плазмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. — Харьков: Вища школа, 1976. — 231 с.
2. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Гос. ун-т, 1973. — 288 с.
3. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. — М.: Сов. радио, 1970. — 584 с.
4. Вайнштейн Л. А., Солидеев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. — М.: Сов. радио, 1973. — 400 с.
5. Шевчик В. Н., Шведов Г. С., Соболева А. В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. — Саратов: Гос. ун-т, 1962. — 336 с.
6. Цвык А. И. — Изв вузов — Радиоэлектроника, 1986, 29, № 3, с. 58.

Институт радиопизики и электроники  
АН УССР

Поступила в редакцию  
5 февраля 1986 г.,  
после доработки —  
8 сентября 1986 г.

#### INVESTIGATION OF PHYSICAL PROCESSES OF ELECTRON FLOW INTERACTION WITH A DIFFRACTED FIELD

G. S. Vorob'ev, A. V. Nesterenko, A. I. Tsuyk, L. I. Tsuyk, V. P. Shestopalov

On the basis of theoretical and experimental investigations an analysis of physical processes of electron flow interaction with an electromagnetic field diffracted by the periodic structure is carried out. The ranges of absorption and amplification of electromagnetic energy by electron flow are singled out. The conditions of diffraction radiation excitation and features of changing of dynamic parameters of an electron flow interacting with a diffracted field have been investigated. Experimental investigations were carried out in a millimeter range.