

УДК 538.574.6

## ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТАРТОВЫЕ И ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*А. И. Цвык, Г. С. Воробьёв, А. В. Нестеренко, В. Н. Желтов*

Теоретически и экспериментально изучаются возможности улучшения выходных характеристик нерелятивистского генератора дифракционного излучения (ГДИ) путём создания в однородном фокусирующем магнитном поле в области электронно-волнового взаимодействия локальной неоднородности магнитостатического поля (ЛНМП) при помощи ферромагнитного стержня. Получены соотношения для расчёта основных характеристик ЛНМП и показаны особенности изменения стартового тока ГДИ в зависимости от геометрических размеров ферромагнитного стержня и места его расположения относительно области взаимодействия. Результаты теории подтверждаются экспериментальными исследованиями, которые проводились в диапазоне частот  $40 \div 170$  ГГц. Показано, что применение ЛНМП в ГДИ позволяет улучшить стартовые, энергетические и спектральные характеристики генератора. Делается вывод о перспективности создания на этом принципе низковольтных генераторов с улучшенными выходными характеристиками в коротковолновой области миллиметрового и в субмиллиметровом диапазонах длин волн.

### ВВЕДЕНИЕ

Возможности применения пространственно неоднородных статических полей для повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия и улучшения выходных характеристик СВЧ приборов исследовались во многих работах [1–4]. Наиболее полно в этом направлении изучены клинотроны, магнетроны и приборы на циклотронном резонансе. В частности, в клинотронах [1] улучшение выходных характеристик достигается применением наклонного относительно направления движения электронного потока (ЭП) фокусирующего магнитостатического поля, а в приборах М-типа и гиротронах — профилированием магнитостатического поля [2–4]. Предполагается, что таким же путём можно улучшить выходные характеристики генератора дифракционного излучения (ГДИ) [5]. Однако исследований в этом направлении (особенно экспериментальных) проведено недостаточно.

Как известно, ГДИ является источником высококогерентных электромагнитных колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн. По сравнению с классическими генераторами эти приборы имеют ряд улучшенных выходных характеристик, что указывает на широкие возможности практического использования ГДИ в различных областях науки и техники. В то же время с укорочением длины волны генерации в нерелятивистских (низковольтных) ГДИ существенно уменьшается эффективная толщина ЭП и повышаются требования к технологии изготовления дифракционной решётки (в ГДИ эффективная толщина  $\Delta$  ЭП оценивается соотношением  $\Delta \approx \lambda\beta/\pi = l/\pi$ , где  $\lambda$  — длина волны возбуждаемых колебаний,  $\beta = v/c$  — отношение скорости электронов  $v$  к скорости света  $c$ ,  $l$  — период дифракционной решётки). При генерации колебаний субмиллиметрового диапазона длин волн указанное обстоятельство вынуждает переходить к более высоким ускоряющим напряжениям и решать проблему формирования тонкого прямолинейного электронного потока [6]. В этой связи актуальными являются исследования возможности повышения эффективности процессов энергообмена в области взаимодействия с толстым (по сравнению с эффективной толщиной  $\Delta$ ) ЭП путём профилирования

фокусирующего магнитостатического поля. Традиционно в ГДИ для фокусировки ЭП используется однородное фокусирующее магнитостатическое поле [7-9]. О возможности применения локальной неоднородности магнитостатического поля (ЛМНП) для улучшения выходных характеристик ГДИ впервые сообщалось в экспериментальной работе [10], а перспективность такого подхода обосновывается теоретическими исследованиями [11, 12].

В данной работе исследуются характеристики ЛМНП, создаваемой в пространстве электронно-волнового взаимодействия ГДИ ферромагнитным стержнем, и влияние этой неоднородности на стартовый ток и другие характеристики генератора. Приводятся результаты экспериментального исследования выходных характеристик такого генератора в диапазоне частот  $40 \div 170$  ГГц.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Рассмотрим ГДИ, в котором локальная неоднородность магнитостатического поля в области взаимодействия создаётся ферромагнитным цилиндрическим стержнем, расположенным под дифракционной решёткой [10]. Теоретическая модель пространства взаимодействия такого генератора (условно назовём его ГДИ-МН) показана на рис. 1, где  $2z_0$  — равновесная толщина электронного потока,  $a$  — прицельный параметр,  $r_e$  — амплитуда поперечных статических смещений (пульсаций) граничных электронов (в ГДИ обычно  $a \leq r_e$ ),  $a_z = z_0 + a + h_z$  — расстояние от оси ЭП до поверхности стержня,  $h_z$  — расстояние между дифракционной решёткой и поверхностью стержня,  $r$  — радиус стержня,  $\mu$  — магнитная проницаемость стержня,  $y_m$  и  $z_m$  — координаты центра стержня,  $L$  — длина решётки,  $0 < y_m < L$ ;  $z_m = -(a_z + r)$ . Система координат выбирается таким образом, что ось  $y$  совпадает с осью ленточного электронного потока и с направлением индукции  $B_0$  однородного фокусирующего магнитостатического поля, ось  $z$  перпендикулярна поверхности отражательной дифракционной решётки, расположенной в плоскости  $z = -(z_0 + a)$ , ось  $x$  параллельна оси стержня и ламелям дифракционной решётки. Пунктирными вертикальными линиями здесь и на последующих рисунках условно показаны границы пятна электромагнитного поля на решётке, которое обычно образуется в открытом резонаторе ГДИ. Определим основные характеристики ЛМНП, создаваемой в области взаимодействия ферромагнитным стержнем, и проанализируем влияние этой неоднородности на возбуждение электромагнитных колебаний в ГДИ.

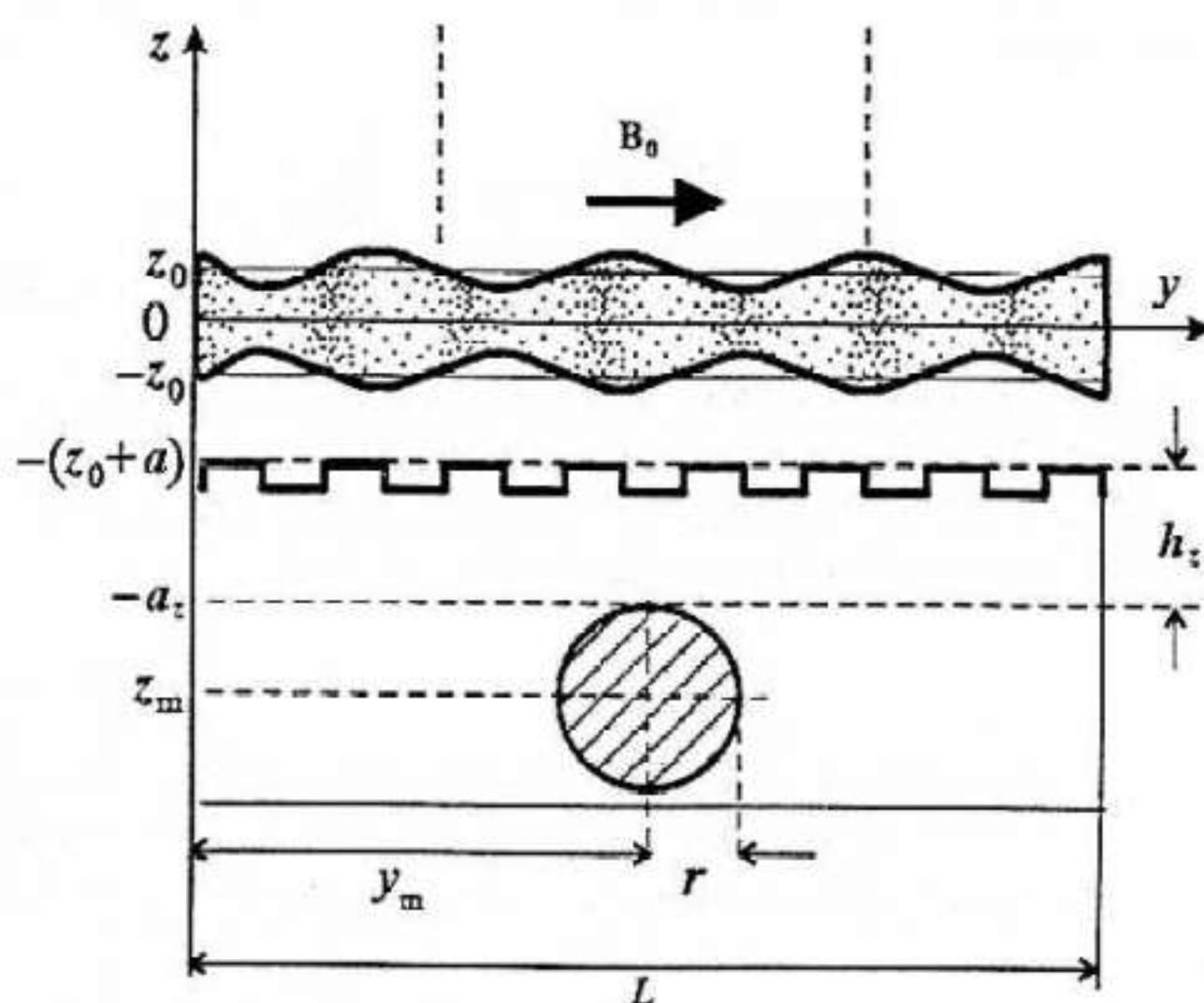


Рис. 1. Теоретическая модель пространства электронно-волнового взаимодействия ГДИ с локальной неоднородностью магнитостатического поля

### 1.1. Основные характеристики локальной неоднородности поля

Наличие ферромагнитного стержня в однородном статическом поле  $B_0$  приводит к “прови-

санию" силовых линий этого поля в сторону поверхности стержня и к образованию в области взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем ЛНМП с продольной ( $B_y$ ) и поперечной ( $B_z$ ) составляющими:

$$B_y = 1 + \mu_r R^2 \frac{(Y - Y_m)^2 - (Z - Z_m)^2}{[(Y - Y_m)^2 + (Z - Z_m)^2]^2}, \quad (1)$$

$$B_z = 2\mu_r R^2 \frac{(Y - Y_m)(Z - Z_m)}{[(Y - Y_m)^2 + (Z - Z_m)^2]^2}. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) значения  $B_y$ ,  $B_z$  нормируются на  $B_0$ , а радиус стержня и координаты — на длину решётки  $L$  ( $R = r/L$ ,  $Y = y/L$ ,  $Z = z/L$ ,  $Y_m = y_m/L$ ,  $Z_m = z_m/L$ ,  $\mu_r = (\mu - 1)/(\mu + 1)$ ).

Из соотношений (1), (2) следует, что ферромагнитный стержень создаёт в направлении движения ЭП характерную ЛНМП с минимальным значением продольной составляющей  $(B_y)_{\min} = A_m$  в центре неоднородности и двумя симметричными максимумами  $(B_y)_{\max} = A_1 = A_2$  на её краях. В плоскости  $Z = C_z$  в области взаимодействия эти значения  $B_y$  вычисляются по формулам

$$A_m = -\mu_r \frac{R^2}{(C_z - Z_m)^2}, \quad Y = Y_m, \quad (3)$$

$$A_{1,2} = |A_m|/8, \quad Y_{1,2} = Y_m \pm \sqrt{3}(C_z - Z_m), \quad (4)$$

где значения  $C_z$  лежат в интервале  $-(Z_0 + a_L) \leq C_z \leq Z_0$ . При этом на оси электронного потока  $C_z = 0$ , на верхней границе ЭП  $C_z = z_0/L$ , а на поверхности решётки  $C_z = -(Z_0 + a_L) = -(z_0 + a)/L$ . В области взаимодействия величина  $D_y = 2R_y = Y_1 - Y_2$  определяет протяжённость "пятна" ЛНМП, "радиус" которой

$$R_y = \sqrt{3}(C_z - Z_m). \quad (5)$$

В отличие от компоненты  $B_y$  поперечная составляющая  $B_z$  в направлении движения ЭП меняет знак, обращаясь в ноль в центре локальной неоднородности поля, и обладает двумя противоположными по знаку симметричными экстремумами  $(B_z)_{\text{ext}} = B_{1,2}$ ,  $|B_{1,2}| = B_m$ , где

$$B_{1,2} = \pm 3\sqrt{3}|A_m|/8 \quad \text{при} \quad Y = Y_m \pm R_y/3. \quad (6)$$

На границах пятна ЛНМП  $B_z = \sqrt{3}A_1$  (при  $Y = Y_1$ ) и  $B_z = -\sqrt{3}A_2$  (при  $Y = Y_2$ ).

Воспользовавшись соотношениями (3), (5), получаем простую связь между амплитудой  $A_m$ , радиусом  $R_y$  пятна локальной неоднородности поля и радиусом  $R$  стержня:

$$A_m = -3\mu_r (R/R_y)^2, \quad R = R_y \sqrt{|A_m|/(3\mu_r)}. \quad (7)$$

В случае  $C_z = -(Z_0 + a_L)$  из соотношений (3), (5) находим характеристики ЛНМП на поверхности дифракционной решётки:

$$A_m = -\frac{\mu_r}{(1 + \delta_z)^2}, \quad R_y = R \sqrt{3}(1 + \delta_z), \quad (8)$$

где  $\delta_z = h_z/r$ .

При условии  $2Z_0 + a_L \ll R$  формулы (8) с достаточно высокой точностью определяют значения  $A_m$  и  $R_y$  в поперечном сечении электронного потока. Если это условие не выполняется (для малых значений  $\delta_z$  и толстых электронных потоков, когда  $2Z_0 \gg l/(L\pi)$ ), то параметры  $A_m$  и  $R_y$

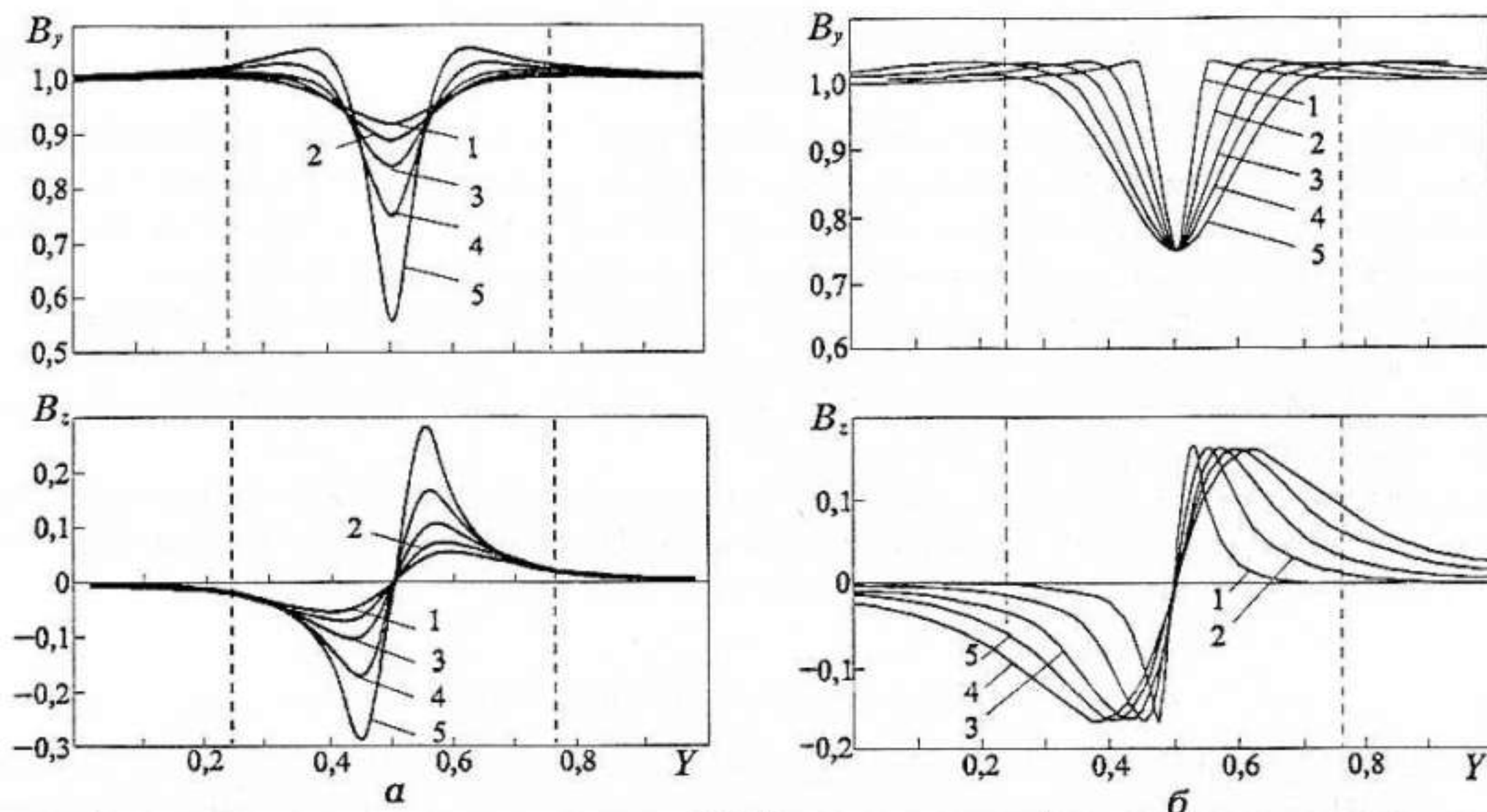


Рис. 2. Особенности изменения характеристик ЛНМП от параметров ферромагнитного стержня в пространстве взаимодействия ГДИ: *a* —  $R = 0,05$ ; графики 1-5 соответствуют  $\delta_z = 0,5; 1; 1,5; 2; 2,5$ ; *б* —  $\delta_z = 1$ ; графики 1-5 соответствуют  $R = 0,02; 0,04; 0,06; 0,08; 0,1$

необходимо вычислять по общим формулам (3)–(5), поскольку эти параметры в сечении ЭП, при  $-z_0 < z < z_0$ , могут существенно отличаться. Отметим, что для ферромагнетиков с проницаемостью  $\mu \gg 1$  в соотношениях (1)–(8) можно положить  $\mu_r \approx 1$ . Полученные соотношения (3)–(8) позволяют при заданных геометрических параметрах  $R, \delta_z, 2Z_0$  вычислить основные характеристики ЛНМП или по заданным характеристикам неоднородности магнитостатического поля (параметры  $A_m, B_m, R_y$ ) находить радиус ферромагнитного стержня и место его расположения в пространстве взаимодействия ГДИ, что весьма важно при разработке ГДИ-МН.

На рис. 2 показаны рассчитанные по формулам (1), (2) зависимости составляющих  $B_y, B_z$  на поверхности решётки от координаты  $Y$  при  $Y_m = 0,5$  и различных значениях параметров  $\delta_z, R$ . Полученные графики отражают особенности формирования ЛНМП на поверхности решётки в двух случаях: при изменении расстояния  $\delta_z$  между решёткой и поверхностью стержня заданного радиуса  $R = 0,05$  (рис. 2*a*) и при изменении радиуса стержня  $R$  при постоянном параметре  $\delta_z = 1$  (рис. 2*б*). Из этих зависимостей видно, что удаление стержня от поверхности решётки преимущественно уменьшает амплитуды  $A_m, B_m$  поля локальной неоднородности в области взаимодействия и в меньшей степени влияет на размеры пятна неоднородности. Во втором случае протяжённость ЛНМП существенно возрастает с увеличением радиуса стержня. Если  $Y_m \neq 0,5$ , то рассмотренные зависимости сохраняются. Однако в этом случае нарушается симметрия расположения пятна ЛНМП относительно пятна СВЧ электромагнитного поля (пунктирные вертикальные линии на рис. 1–3). В результате при смещении стержня к концу решётки ( $0,5 < Y < 1$ ) в область взаимодействия может попадать только спадающий участок распределения поля, а при смещении стержня к началу решётки ( $0 < Y < 0,5$ ) — нарастающий.

Проведённый анализ позволяет выделить ряд свойств формирования ЛНМП ферромагнитным стержнем в области взаимодействия. Так, при наличии множества стержней с различными радиусами  $R_i, i = 1, 2, 3, \dots$ , при условии  $C_z - (Z_m)_i = \text{const}$  каждый стержень создаёт в пространстве взаимодействия ЛНМП с одним и тем же радиусом  $R_y = \text{const}$ . Для двух произвольных стержней из этого множества выполняются равенства вида

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{(1 + \delta_{z2})}{(1 + \delta_{z1})}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что для сохранения неизменного радиуса пятна ЛНМП при увеличении или уменьшении радиуса стержня необходимо соответственно уменьшить или увеличить расстояние между решёткой и поверхностью стержня на величину  $\Delta h_z = |R_1 - R_2|$ . Это свойство выполняется для стержней с концентрическими поверхностями, которые имеют одну и ту же поперечную координату центра  $Z_m$  и формируют в области взаимодействия локальные неоднородности поля с одинаковым радиусом  $R_y$ , но с различными параметрами  $A_m$  и  $B_m$  (согласно формулам (3), (8)). Смещением  $Z_m$  центра стержня и выбором его радиуса  $R$  определяются размеры локальной неоднородности (рис. 2б).

Следовательно, путём изменения геометрических параметров  $R$ ,  $\delta_z$  можно создавать в пространстве взаимодействия ГДИ различные профили ЛНМП и тем самым обеспечивать различные условия взаимодействия ЭП с электромагнитным полем резонатора.

### 1.2. Влияние ЛНМП на возбуждение ГДИ

Механизм и физические принципы преобразования энергии ЭП в электромагнитные колебания в ГДИ-МН впервые теоретически изучены в работах [11, 12], в которых при построении теории поле (1), (2) аппроксимируется экспонентами:

$$B_y = 1 + P_B \exp[-((Y - Y_m)/W_m)^2], \quad (10)$$

$$B_z = 2P_B \frac{(Y - Y_m)(Z - Z_m)}{W_m^2} \exp[-((Y - Y_m)/W_m)^2], \quad (11)$$

где  $P_B$ ,  $W_m$  — значения амплитуды и размер пятна ЛНМП, которые являются неопределёнными параметрами относительно геометрических размеров ферромагнитного стержня и расстояния от него до поверхности дифракционной решётки.

Стартовый ток  $I_s$  генератора определяется формулой

$$G_n = 1/S_1. \quad (12)$$

Здесь  $G_n$  — параметр эффективности взаимодействия, пропорциональный  $I_s$ ;  $S_1$  — реальная часть крутизны колебательной характеристики генератора, которая находится из решения системы дифференциальных уравнений движения ЭП в СВЧ поле с гауссовой формой амплитудной огибающей в приближении слабого сигнала при наличии магнитостатических компонент (10), (11); в результате для  $S_1$  получается достаточно сложное интегральное соотношение, которое можно проанализировать только численно.

Из теории следует, что повышение эффективности электронно-волнового взаимодействия в ГДИ-МН обусловлено двумя факторами: во-первых, изменением продольной амплитудной огибающей СВЧ поля на траектории электронов и, во-вторых, фазовой сортировкой частиц пучка с оседанием ускоренных электронов на поверхности дифракционной решётки. Первый фактор наиболее сильно проявляется в начальной (стартовой) стадии возбуждения колебания: существование ЛНМП приводит к тому, что электроны потока, приближаясь к дифракционной решётке, попадают в область с более сильным электромагнитным полем и увеличивают мощность взаимодействия, что и приводит к снижению стартового тока генератора. Вторым фактором связан с удалением ускоренных электронов из области взаимодействия, что приводит к повышению электронного КПД генератора.

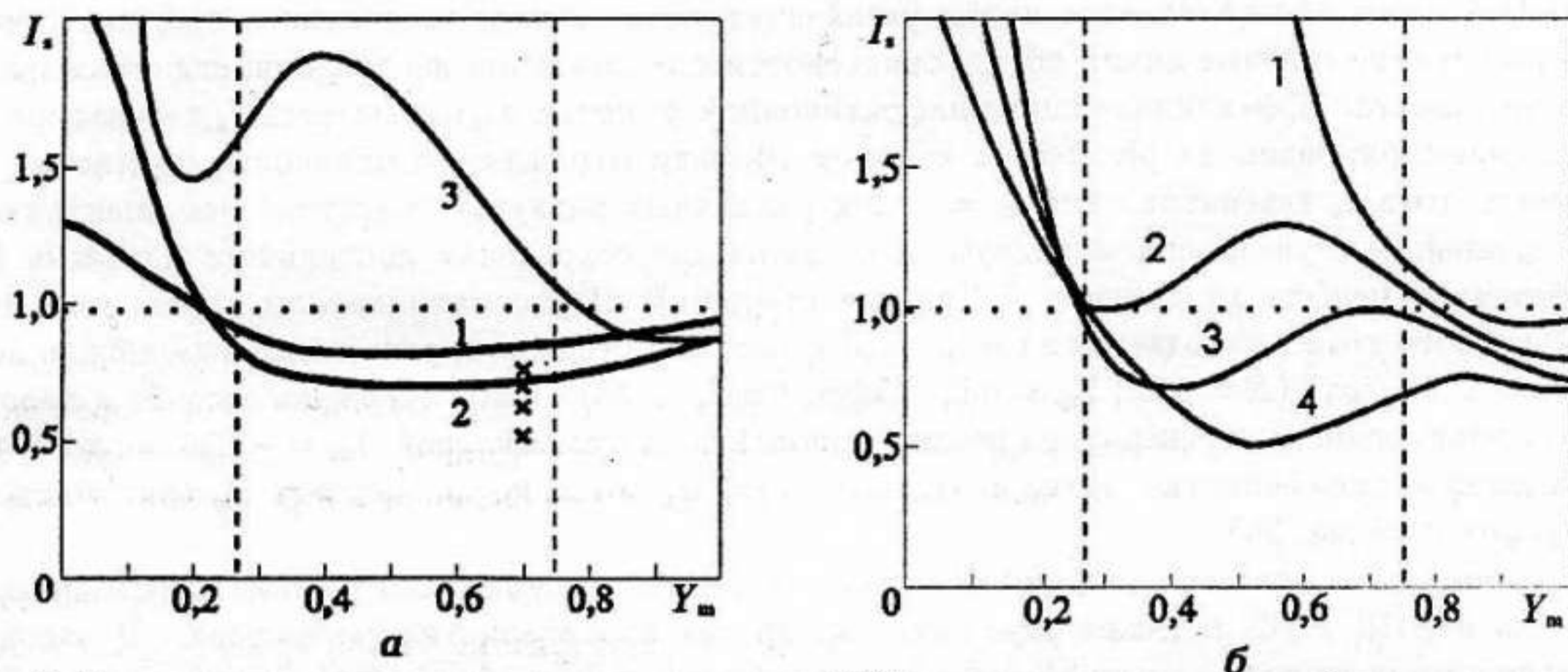


Рис. 3. Теоретические зависимости начального тока ГДИ от места расположения ферромагнитного стержня относительно области взаимодействия: а — стержни с концентрическими поверхностями (график 1 соответствует  $R = 0,026$ ;  $\delta_z = 3,487$ ; график 2 —  $R = 0,044$ ;  $\delta_z = 1,7$ ; график 3 —  $R = 0,06$ ;  $\delta_z = 1$ ); б — стержни с неконцентрическими поверхностями ( $\delta_z = 1$ , графики 1–4 соответствуют  $R = 0,03$ ;  $0,09$ ;  $0,12$ ;  $0,18$ )

Однако неопределённость параметров  $P_B$ ,  $W_m$  относительно характеристик ЛНМП, создаваемой ферромагнитным стержнем, не позволяет изучить особенности изменения начального тока и других характеристик генератора от геометрических размеров стержня и его расположения относительно поверхности решётки.

Такие исследования можно провести, если положить  $P_B = A_m$ ,  $W_m = R_y$  и произвести соответствующий перерасчёт теоретических зависимостей. В частности, на рис. 3а показаны полученные таким путём зависимости минимального значения начального тока ГДИ-МН от места расположения на оси  $y$  ферромагнитного стержня при различных значениях параметров  $R$  и  $\delta_z$ , соответствующих наличию в области взаимодействия ЛНМП с постоянной протяжённостью  $D_y = 0,4$  (случай стержней с концентрическими поверхностями; на рисунке по оси ординат отложены относительные значения начального тока  $I_s = i_s/i_0$ , где  $i_0$  — минимальный пусковой ток ГДИ без локальной неоднородности поля).

Видно, что начальный ток ГДИ-МН можно существенно уменьшить, если ферромагнитный стержень размещать в области пятна СВЧ поля (вертикальные пунктирные линии) со стороны “коллекторного” конца решётки ( $0,5 < Y < 1$ ). При этом степень уменьшения начального тока в значительной мере зависит от расстояния между решёткой и поверхностью стержня (т.е. от параметра  $\delta_z$ ). Так, с уменьшением  $\delta_z$  (или с увеличением  $|A_m|$ , рис. 2а) оптимальное для начального тока место расположения стержня на оси  $y$  смещается в сторону коллектора. Согласно теории [11] это связано с тем, что с уменьшением  $\delta_z$  возрастает интенсивность оседания на поверхность дифракционной решётки электронного потока, не взаимодействовавшего с СВЧ полем резонатора. В результате уменьшается эффективная длина области взаимодействия и увеличивается начальный ток генератора. Этими явлениями объясняются особенности изменения графика 3 на рис. 3а для значения  $\delta_z = 1$ , при котором уменьшить начальный ток в ГДИ удастся только при расположении стержня за пятном СВЧ поля (в конце решётки).

Если в рассматриваемом случае (при  $R_y = 0,2$ ) параметр  $\delta_z < 1$ , то расположение стержня в области пятна СВЧ поля приведёт к оседанию практически всего ЭП на решётку и к существенному увеличению начального тока ГДИ. Чтобы уменьшить начальный ток генератора, при значениях  $\delta_z \leq 1$  необходимо увеличить в области взаимодействия протяжённость пятна

ЛНМП. Это обеспечивается путём увеличения радиуса ферромагнитного стержня (рис. 2б). В результате силовые линии поля в окрестности его локальной неоднородности сглаживаются, увеличивается эффективная длина дифракционной решётки и уменьшается  $I_s$  генератора. Это проиллюстрировано на рис. 3б, на котором графики отражают особенности изменения стартового тока  $I_s$  генератора для  $\delta_z = 1$  при различных радиусах  $R$  (случай неконцентрических стержней — с увеличением радиуса  $R$  стержня для сохранения постоянного значения  $\delta_z$  необходимо смещать координату  $Z_m$  центра стержня). В рассматриваемом случае уменьшение стартового тока наблюдается в генераторе с толстым стержнем, расположенным вблизи центра пятна СВЧ поля ( $R = 0,18$ ;  $Y_m = 0,5$ ; график 4 на рис. 3б). Такой стержень создаёт в пространстве взаимодействия генератора неоднородность поля с амплитудой  $A_m = -0,25$  и с достаточно большой протяжённостью пятна неоднородности ( $D_y \approx 1,2$ ) по сравнению с  $D_y$  тонкого стержня (график 2 на рис. 3а).

Кроме того, согласно теории [12] с помощью ЛНМП также можно увеличить выходную мощность и КПД ГДИ, а также улучшить ряд других характеристик генератора. В частности, перемещение центра локальной неоднородности поля вдоль области взаимодействия приводит к изменению крутизны  $\nu$  [МГц/В] электронной перестройки частоты ГДИ в пределах зоны генерации. Здесь возможны случаи, когда  $\nu < \nu_0$  или  $\nu > \nu_0$ , где  $\nu_0$  — крутизна электронной перестройки частоты ГДИ без ЛНМП. Первый случай ( $\nu < \nu_0$ ) указывает на возможность уменьшения степени влияния на спектр сигнала дестабилизирующих факторов, связанных с флуктуациями скорости электронов в потоке и обусловленных, например, нестабильностью источников питания ГДИ [13]. Второй случай ( $\nu > \nu_0$ ) позволяет увеличить диапазон электронной перестройки частоты в зоне генерации. Следовательно, путём профилирования ЛНМП можно улучшить качество спектра выходного сигнала (уменьшить ширину спектральной линии), увеличить стабильность частоты и обеспечить возможности управления частотными характеристиками ГДИ. Перспективность применения ЛНМП в ГДИ подтверждается проведёнными нами экспериментальными исследованиями.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Для экспериментальных исследований создан лабораторный макет ГДИ-МН разборной конструкции, в котором в процессе эксперимента можно менять электронную пушку, дифракционную решётку, открытый резонатор, ферромагнитный стержень и другие элементы генератора, а также при равных технических условиях корректно проводить сравнительный анализ выходных характеристик ГДИ-МН и ГДИ без локальной неоднородности поля (базового ГДИ). В исследуемом генераторе используются сфероцилиндрический открытый резонатор (ОР), образованный сферическим и цилиндрическим зеркалами с радиусами кривизны 110 мм. Волноводная согласованная щель, связывающая генератор с нагрузкой, располагается в центральной части сферического зеркала, а отражательная дифракционная решётка (шириной 10 мм) размещается в центральной части цилиндрического зеркала ОР. Длина решётки в направлении движения ЭП (катод—коллектор) определяется размерами апертуры зеркала ОР ( $L = 36 \div 40$  мм). ГДИ располагается между полюсными наконечниками электромагнита, который обеспечивает в пространстве взаимодействия управляемое по величине фокусирующее магнитостатическое поле  $B_0 = 0 \div 0,6$  Т. Ленточный электронный поток с размерами поперечного сечения  $5 \times 0,2$  мм создаётся диодной электронной пушкой. Ферромагнитный стержень диаметром 3 мм и длиной 10 мм располагается на расстоянии 1,5 мм от поверхности решётки ( $\delta_z = 1$ ;  $A_m = -0,25$ , см. рис. 1). Исследования проводились в диапазоне частот  $40 \div 170$  ГГц, который перекрывается путём использования в приборе трёх различных дифракционных решёток.

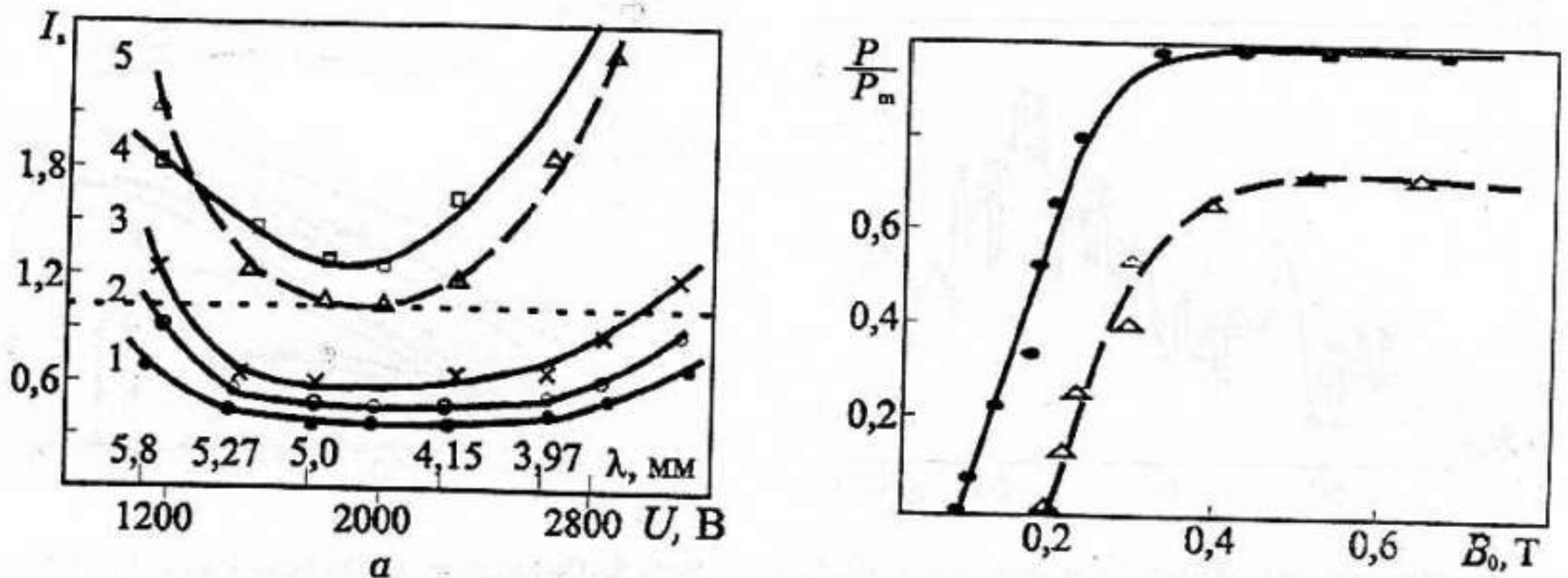


Рис. 4. Влияние величины фокусирующего магнитного поля на стартовый ток (панель а) и выходную мощность (панель б) электромагнитных колебаний в ГДИ-МН (сплошные линии) и в базовом ГДИ (пунктирные линии): а — графики 1–4 соответствуют  $B_0 = 0,4; 0,25; 0,16; 0,1$  Т; график 5 построен для базового ГДИ при  $B_0 = 0,4$  Т

На первом этапе эксперимента ферромагнитный стержень размещался в центральной части дифракционной решётки ( $Y_m = 0,5$ ). В этом случае наблюдается значительное оседание ЭП в области центра ЛНМП и электромагнитные колебания при токах  $I \leq 80$  мА не возбуждаются. Это согласуется с теорией, согласно которой для выбранных в эксперименте параметров  $R$  и  $\delta_z$  должно наблюдаться значительное увеличение стартового тока (график 3, рис. 3а). Однако при смещении стержня к коллекторному концу решётки в ГДИ-МН эффективно возбуждаются электромагнитные колебания. Остановимся на результатах проведённых исследований.

Экспериментально установлено, что использование ЛНМП в ГДИ позволяет улучшить стартовые, энергетические, частотные и спектральные характеристики генератора. Это, в частности, показано на рис. 4–6 при размещении магнитного стержня вблизи границы пятна СВЧ поля ( $Y_m \approx 0,7$ , см. рис. 3).

Графики на рис. 4а, б отражают влияние фокусирующего магнитного поля на стартовый ток  $I_s$  и выходную мощность  $P$  генератора. Приведённые на рис. 4а зависимости стартового тока от длины волны  $\lambda$  электромагнитных колебаний, возбуждаемых при указанных здесь же значениях ускоряющего напряжения  $U$ , получены для различных значений  $B_0$  (пунктирной линией (график 5) выделена аналогичная зависимость для ГДИ без локальной неоднородности поля при  $B_0 = 0,4$  Т). Из сравнения графиков 1 и 5 следует, что при равных значениях  $B_0$  минимальный стартовый ток в ГДИ-МН примерно в два раза меньше, чем в базовом генераторе. При этом с уменьшением  $B_0$  до значения  $0,16$  Т стартовый ток в ГДИ-МН меняется незначительно (графики 1–3), в то время как в базовом ГДИ в этом случае наблюдается существенное увеличение стартового тока [5]. Следовательно, ГДИ-МН работает при меньших фокусирующих магнитных полях. Этот факт также иллюстрируют графики на рис. 4б, где показаны зависимости выходной мощности генераторов от величины  $B_0$  при токе  $I = 85$  мА электронного пучка (в процессе изменения  $B_0$  генератор юстируется на максимальную выходную мощность  $P_m$ ). Здесь минимальное стартовое значение фокусирующего поля в исследуемом генераторе составляет приблизительно  $0,08$  Т, а в базовом ГДИ — около  $0,2$  Т. Зависимость выходной мощности ГДИ-МН от  $B_0$ , как и в базовом ГДИ имеет вид кривой насыщения, при этом максимальная выходная мощность в исследуемом генераторе примерно в  $1,5$  раза выше, чем в базовом ГДИ. Однако экспериментально установлено, что при  $B_0 \geq 0,45$  Т и токе пучка  $I \geq 130$  мА выходная мощность в базовом ГДИ может быть выше, чем в исследуемом генераторе, хотя при малых значениях фокусирующего



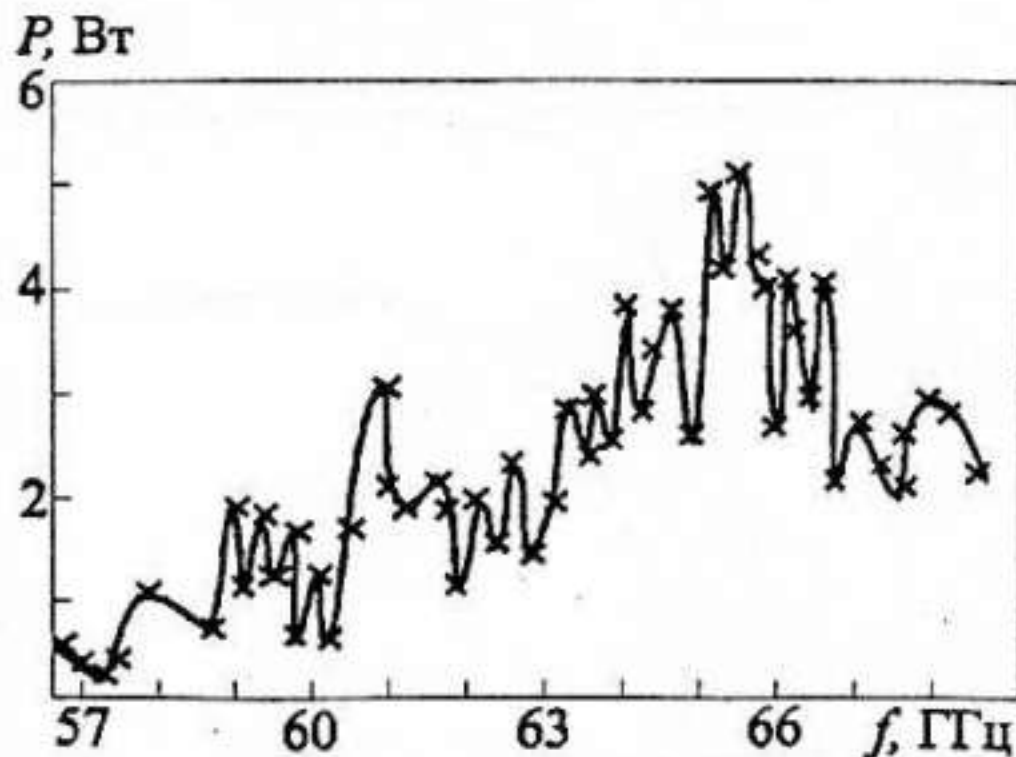


Рис. 5. Зависимость выходной мощности ГДИ-МН от частоты генерации в случае комбинированной перестройки частоты одного возбуждаемого в резонаторе типа колебаний

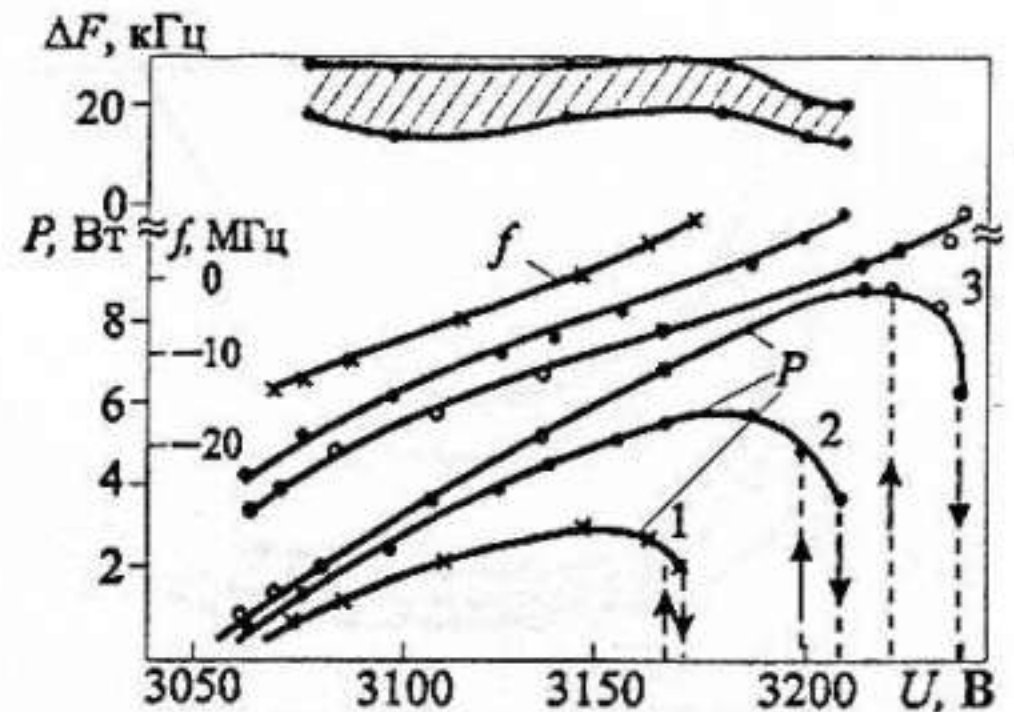


Рис. 6. Выходные характеристики ГДИ-МН в пределах одной зоны генерации. Графики 1-3 соответствуют значениям электронного тока  $I = 70; 110; 160$  мА

поля ( $B_0 < 0,45$  Т) преимущества ГДИ-МН сохраняются. Этот факт связан с особенностями изменения условий взаимодействия электронного потока с полем ОР в ГДИ-МН при больших токах пучка и значениях  $B_0$ . В этом случае для увеличения выходной мощности генератора необходимо менять характеристики ЛНМП в пространстве взаимодействия.

На рис. 5 приведена зависимость выходной мощности исследуемого ГДИ-МН от частоты генерации при  $I = 130$  мА и  $B_0 = 0,32$  Т в случае непрерывной комбинированной перестройки частоты одного возбуждаемого в ОР типа колебаний (такая перестройка частоты в ГДИ обеспечивается путём плавного изменения расстояния между зеркалами ОР и подстройкой ускоряющего напряжения  $U$ ). Анализ этих характеристик показывает, что введение в ГДИ неоднородности магнитостатического поля позволяет увеличить в несколько раз диапазон  $\Delta f$  комбинированной перестройки частоты. На рис. 5 в ГДИ-МН этот диапазон  $\Delta f \approx 12,5$  ГГц, что составляет приблизительно 20 % относительно центральной частоты генерации. В случае использования двух типов колебаний, отличающихся по частоте, диапазон непрерывной комбинированной перестройки частоты возрастает до значения  $\Delta f \approx 24$  ГГц.

Графики на рис. 6 иллюстрируют комплекс выходных характеристик ГДИ-МН в пределах отдельной зоны генерации в случае возбуждения одномодового колебания на частоте  $f_0 = 65,5$  ГГц при постоянном значении  $B_0 = 0,38$  Т и различных значениях электронного тока. Здесь  $P$  — выходная мощность генератора,  $f$  — электронная перестройка частоты,  $\Delta F$  — ширина спектра выходного сигнала, наблюдаемого на спектроанализаторе в течение  $0,3 \div 5$  с (на рис. 6 все измеренные значения  $\Delta F$  попадают в заштрихованную область). Сравнительный анализ этих характеристик и аналогичных характеристик генератора без ЛНМП показывает, что особенности их в зависимости от различных параметров в обоих генераторах сохраняются. В частности, из зависимостей  $P$  следует, что электромагнитные колебания в ГДИ-МН в начале зоны генерации возбуждаются в мягком режиме, а в конце зоны срываются в жёстком режиме с проявлениями характерных особенностей гистерезисных эффектов. Частота генерации  $f$  при изменении ускоряющего напряжения в пределах зоны генерации изменяется приблизительно по тангенсоидальному закону с линейной крутизной  $\nu < \nu_0$  электронной перестройки частоты на уровне  $0,5 P$ . Однако в количественном отношении исследуемый генератор имеет ряд улучшенных выходных характеристик по сравнению с обычным ГДИ. Это следует из табл. 1, где выходные характеристики разных ГДИ получены при равных технических условиях ( $B_0 = 0,38 \div 0,4$  Т, рабочий ток электронного потока  $I = 160$  мА, используются одинаковые источники питания, электрон-

ная пушка, дифракционная решётка, открытый резонатор и равноценные условия измерения характеристик).

Уменьшение крутизны  $\nu$  электронной перестройки частоты в ГДИ-МН приводит к уменьшению ширины  $\Delta F$  спектра и к последующему уменьшению значения длительной нестабильности  $\Delta F/f_0$  частоты выходного сигнала.

Одной из интересных особенностей ГДИ-МН является высокая устойчивость его к разъюстировке электронного потока отно-

сительно области взаимодействия и фокусирующего магнитного поля, что повышает эксплуатационные характеристики этого генератора.

Полученные результаты исследований указывают на удовлетворительное качественное согласование теории с экспериментом. В то же время в количественном отношении эти результаты могут существенно отличаться. В частности, это следует из рис. 3а, где крестиками отмечены полученные экспериментально значения пусковых токов исследуемого ГДИ-МН, который имеет в пространстве взаимодействия локальную неоднородность поля с характеристиками, соответствующими графику 3. Согласно приведённой выше теории создание в ГДИ такой неоднородности поля ( $Y_m = 0,7$ ) должно незначительно влиять на величину пускового тока генератора. Однако в эксперименте в таком генераторе пусковой ток уменьшается в  $1,5 \div 2$  раза. Это различие объясняется, прежде всего, приближенностью теории по отношению к реальным условиям эксперимента. Важнейшим обстоятельством здесь, по-видимому, является изменение величины фокусирующего магнитостатического поля  $B_0$  по параболическому закону относительно плоскости  $Y_m = 0,5$ , где достигается минимум поля, в направлении движения электронного потока, обусловленное наличием в эксперименте полюсных наконечников магнита и не учитывавшееся в теории.

Из проведённых исследований можно сформулировать ряд общих закономерностей, полезных для разработчиков ГДИ-МН: 1) чтобы уменьшить пусковой ток ГДИ необходимо располагать ферромагнитный стержень в области пятна СВЧ поля со стороны коллектора; 2) для заданного радиуса  $r$  стержня существует определённое расстояние между поверхностями решётки и стержня, при котором стартовый ток ГДИ существенно уменьшается ( $h_z = 1,7r$ , график 2, рис. 3а); 3) в интервале значений  $r < h_z < 1,7r$  с уменьшением  $h_z$  минимальное значение пускового тока ГДИ обеспечивается смещением стержня от центра решётки в сторону коллектора; 4) при малых значениях  $h_z \leq r$  для снижения пускового тока ГДИ необходимо использовать толстые ферромагнитные стержни (например,  $0,09L \leq r < 0,18L$ , рис. 3б); 5) путём профилирования ЛНМП можно управлять выходной мощностью, крутизной электронной перестройки частоты и спектром сигнала электромагнитного колебания ГДИ.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показана возможность повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия в ГДИ путём применения в области взаимодействия локальной неоднородности магнитостатического поля, создаваемой в однородном фокусирующем магнитостатическом поле ферромагнитным стержнем. Найдены основные характеристики такой неоднородности. Установлено, что улучшить выходные параметры ГДИ предложенным методом можно только при определённых условиях расположения ферромагнитного стержня относительно пятна СВЧ поля на дифракционной решётке. Этим методом экспериментально в ГДИ миллиметрового диапазона уменьшен в два раза стартовый ток генератора, увеличена при малых фокусирующих магнитных полях

Таблица 1

Генератор	$i_s$ , мА	$P$ , Вт	$\Delta F$ , кГц	$\Delta F/f_0$	$\nu$ , МГц/В
ГДИ	36	5,2	25÷40	$\approx 5 \cdot 10^{-7}$	0,12÷0,15
ГДИ-МН	18	8,0	5÷25	$\approx 1 \cdot 10^{-7}$	0,08÷0,12

мощность генерации, а также показаны возможности улучшения спектральных характеристик высокочастотного сигнала электромагнитного колебания. Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретическими исследованиями и указывают на перспективу применения ЛНМП для улучшения выходных характеристик генераторов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Г. Я., Бородкин А. И., Кириченко А. Я. и др. Клилотрон / Под ред. А. Я. Усикова. — Киев: Наук. думка, 1992. — 200 с.
2. Глущенко В. Н., Кошечая С. В., Прус В. А. // Изв. вуз. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13, № 1. С. 12.
3. Макаров В. И., Нутович Л. М. // Изв. вуз. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29, № 1. С. 86.
4. Васильев С. В., Васянович А. В. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 11. С. 2434.
5. Шестопалов В. П., Вертий А. А., Ермак Г. П., Скрынник Б. К., Хлопов Г. И., Цвык А. И. Генераторы дифракционного излучения / Под ред. В. П. Шестопалова. — Киев: Наук. думка, 1991. — 320 с.
6. Price E., Walsh J. // Proceedings SPTE. 1990. V. 1514. P. 135.
7. Исаев В. А. // Вопросы электроники сверхвысоких частот. Саратов, 1976. Вып. 9. С. 11.
8. Цвык А. И. // Изв. вуз. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 8. С. 1216.
9. Русин Ф. С., Синенко Л. А. // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24, № 7. С. 1396.
10. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Цвык А. И., Шестопалов В. П. // Изв. вуз. Радиоэлектроника. 1977. Т. 20, № 10. С. 93.
11. Одаренко Е. Н., Шматько А. А. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 5. С. 901.
12. Одаренко Е. Н., Шматько А. А. // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 9. С. 835.
13. Балаклицкий И. М., Воробьев Г. С., Годецкий А. Г. и др. // Изв. вуз. Радиоэлектроника. 1978. Т. 21, № 10. С. 105.

Институт радиофизики и  
электроники им. А. Я. Усикова  
НАН Украины, г. Харьков,  
Украина

Поступила в редакцию  
20 ноября 1998 г.

#### INFLUENCE OF LOCAL INHOMOGENEITY OF THE MAGNETOSTATIC FIELD ON THE START AND OUTPUT CHARACTERISTICS OF THE DIFFRACTION RADIATION GENERATOR

*A. I. Tsvyk, G. S. Vorob'yov, A. V. Nesterenko, and V. N. Zheltov*

We study theoretically and experimentally the possibilities to improve the output characteristics of the non-relativistic generator of diffraction radiation (GDR) by creating local inhomogeneity of the magnetostatic field (LIMF) in the region of electron-wave interaction. The LIMF is created in the homogeneous focusing magnetic field by a ferromagnetic stem. We obtain the formulas for calculating the main characteristics of the LIMF and show the dependence of the start current on the size of the stem and its location relative to the interaction region. Theoretical results are confirmed by the experimental studies of GDR in the frequency range 40 to 170 GHz. Creation of the LIMF is shown to improve the start, power, and spectral characteristics of the generator. We conclude that the proposed technique can be useful for designing low-voltage generators with the improved output characteristics for the short-wavelength millimeter and submillimeter bands.