



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Э. Б. Абубакиров, В. И. Белоусов,
В. Н. Варганов, В. А. Гинцбург, Н. Ф. Ко-
валев, Н. Г. Колганов, М. И. Петелин,
Е. И. Солуянов, Экспериментальная ре-
ализация метода циклотронно-резонансной
селекции мод в релятивистских электрон-
ных высокочастотных генераторах черен-
ковского типа, *Письма в ЖТФ*, 1983, том 9,
выпуск 9, 533–536

Использование Общероссийского математического портала
Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны
с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.81

26 марта 2025 г., 16:55:24



ко раз вычисленную в [8] величину при сохранении функциональных зависимостей. В заключение отметим, что установка ISX , где при разрядах в дейтерии наблюдается накопление примесей, характеризуется наибольшей скоростью неоклассического дрейфа внутрь по сравнению с диффузионным потоком наружу.

Авторы признательны В.Е. Голанту за интерес к работе и критические замечания.

Л и т е р а т у р а

- [1] E.S. M a r m a r, J.E. R i c e, S.L. A l l e n. Phys. Rev. Lett., 45, 2025 (1980).
- [2] K.H. B u r r e l l, S.K. W o n g, C.H. M u l l e r et al. Nuclear Fusion, 21, 1009 (1981).
- [3] TFR Group, EUR-CEA-FC, 1110 (1981).
- [4] TFR Group, EUR-CEA-FC, 1111 (1981).
- [5] А.П. Ж и л и н с к и й, Б.В. К у т е е в, М.М. Л а р и о н о в и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 412 (1980).
- [6] A.P. Z h y l i n s k y, B.V. K u t e e v, M.M. L a r i o n o v et al. 10th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Moscow, paper A-3a (1981).
- [7] S.M. E g o r o v, A.P. Z h y l i n s k y, V.A. K r u p i n et al. Ibid 6, paper A-3b.
- [8] В.А. Р о ж а н с к и й. Физика плазмы, 6, 850 (1980).
- [9] B. B l a c k w e l l, C.L. F i o r e, R. G a n d y et al. 9th Int. Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., Baltimore, IAEA-CN-41/1-3 (1982).

Поступило в Редакцию
18 января 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 9

12 мая 1983 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА ЦИКЛОТРОННО-РЕЗОНАНСНОЙ СЕЛЕКЦИИ МОД В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА

Э.Б. А б у б а к и р о в, В.И. Б е л о у с о в,
В.Н. В а р г а н о в, В.А. Г и н ц б у р г,
Н.Ф. К о в а л е в, Н.Г. К о л г а н о в,
М.И. П е т е л и н, Е.И. С о л у я н о в

Суть использованного метода состоит в следующем [1]. Предполагается (рис. 1), что прямолинейный электронный пучок пронизывает периодический волновод с настолько неглубокой гофрировкой

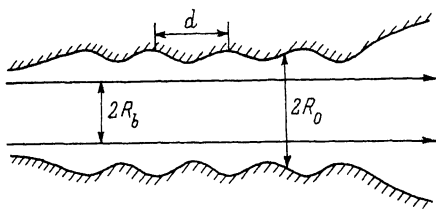


Рис. 1. Электронный СВЧ генератор черенковского типа.

боковой поверхности, что существенное воздействие на электроны могут оказывать лишь 0-я и ± 1 -е гармоники собственных волн

$$E_s = Re(e^{i\omega t - i h_0 z} \sum c_{s,n} e^{-i n \bar{h} z}) \quad (1)$$

волновода. Пусть скорость электронов v , период волновода $d = 2\pi/\bar{h}$ и однородное магнитное поле H_0 , направляющее электронный поток, удовлетворяют соотношению

$$\bar{h}v \approx \omega_H, \quad (2)$$

где $\omega_H = eH_0/mc\gamma$ — циклотронная частота, γ — релятивистский масс-фактор электронов. Тогда, если у какой-либо собственной волны (1) волновода (-1)-я пространственная гармоника оказалась в черенковском синхронизме с электронами

$$\omega \approx (h_0 + \bar{h})v \quad (h_0 < 0), \quad (3)$$

то для 0-й гармоники выполняется условие циклотронного резонанса $\omega - h_0 v \approx \omega_H$. (4)

Поскольку исходная орбитальная скорость электронов равна нулю, то при условии (4) циклотронно-резонансное воздействие волны на электроны приводит к поглощению ими высокочастотной энергии. Соотношение эффективностей черенковского торможения и циклотронно-резонансной раскачки электронов зависит от типа волны, поэтому условия самовозбуждения разных волн оказываются различными.

Если система волновод-электронный поток (рис. 1) осесимметрична, то интенсивность циклотронно-резонансного взаимодействия электронов с E_{mn} -волной (определяемая амплитудой вращающейся синхронно с электронами циркулярно-поляризованной компоненты электрического поля волны) пропорциональна фактору $J_{m \pm 1}^2 \times (k_{\perp} R_b)$, где $J_p(x)$ — функция Бесселя порядка p , $k_{\perp} = \nu_{mn}/R_0$, ν_{mn} — n -ый корень функции $J_m(\nu)$, R_0 — радиус волновода, знаки + и - соответствуют противоположным направлениям вращения поперечной структуры волны E_{mn} . Для рабочей моды с радиальным индексом $n > 1$ подбором радиуса электронного потока R_b можно всегда добиться того, чтобы циклотронное поглощение отсутствовало: $J_{m_0 \pm 1}(k_{\perp} R_b) = 0$; соответственно режимы самовозбуждения и насыщения описываются „обычной черенковской“ теорией [2]. Если при этом для других мод циклотронно-резонансные факторы $J_{m' \pm 1}^2 \times (k_{\perp} R_b)$ достаточно велики, то самовозбуждение этих мод исключается.

Описанный принцип селекции был реализован в карсинотроне с рабочей модой E_{02} . Для этой моды циклотронное поглощение отсутствует [$J_1(\nu_{02} R_b/R_0) = 0$, где $\nu_{02} = 5.52$] при $R_b/R_0 = 0.694$

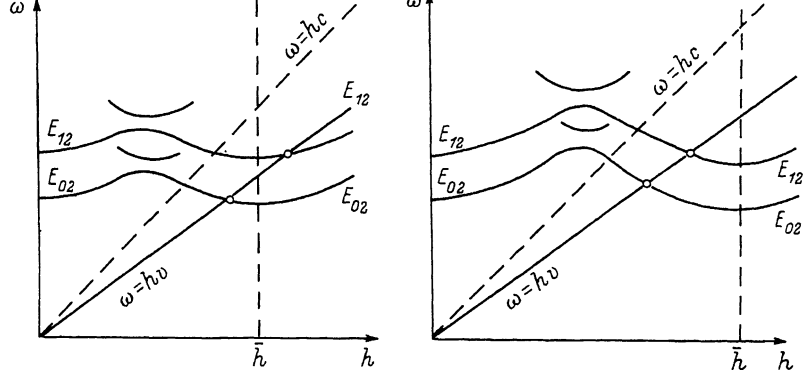


Рис. 2. Черенковские синхронизмы между электронным пучком и собственными волнами гофрированного волновода.

(здесь поперечное электрическое поле обращается в нуль). Наиболее опасную конкуренцию моде E_{02} способна оказать мода $E_{12}^{\vec{r}}$ (с вращающейся поперечной структурой поля), для которой циклотронно-резонансное поглощение обращается в нуль при $R_b/R_o = 0.733$, а поэтому при $R_b/R_o = 0.694$ весьма мало. Конечно, чем больше азимутальный индекс моды, тем быстрее спадает поле синхронной с электронами пространственной гармоники по мере удаления от осесимметричной гофрированной поверхности; благодаря этому обстоятельству сопротивление связи для моды $E_{12}^{\vec{r}}$ включает в себя дополнительный к сопротивлению связи для моды E_{02} множитель $(R_b/R_o)^2 \approx 0.5$. Тем не менее приходится избегать таких соотношений между радиусом волновода и периодом гофрировки, когда при синхронизме с электронами волна E_{12} имела бы малую групповую скорость („орotronный“ режим). Добиться условий, когда стартовый ток у моды $E_{12}^{\vec{r}}$ был бы с достаточным запасом больше, чем у моды E_{02} , и в то же время последняя обладала бы достаточно большой групповой скоростью, можно, поставив моду $E_{12}^{\vec{r}}$ либо в режим ЛВВ (случай (а) на рис. 2), либо в режим ЛОВ (случай (б) на рис. 2).

Оба варианта карсинотрона были реализованы на длине волны около 4 см при следующих параметрах электронного пучка: ток 10 кА, энергия электронов 1.3 МэВ (напряжение на диоде 1.5 МВ). В обоих случаях, как показали измерения частоты и структуры излучаемого высокочастотного поля, устойчиво генерировалась мода E_{02} . Наибольшая мощность (1.4 ГВт) наблюдалась при 15%-ном превышении магнитного поля над значением, соответствующим строгому циклотронному резонансу (2). КПД генератора был близок к 10%.

- [1] Н.Ф. К о в а л е в, М.И. П е т е л и н. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. В сб. „Релятивистская высокочастотная электроника“, Горький, ИПФ АН СССР (1981).
- [2] Н.Ф. К о в а л е в, М.И. П е т е л и н, М.Д. Р а й з е р, А.В. С м о р г о н с к и й. Приборы типа „О“, основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. В сб. „Релятивистская высокочастотная электроника“, Горький, ИПФ АН СССР (1979).

Институт
прикладной физики
АН СССР, Горький

Поступило в Редакцию
19 января 1983 г.

Письма в ЖТФ, том 9, вып. 9.

12 мая 1983 г.

О СВЯЗИ МЕЖДУ НАПРЯЖЕНИЯМИ, МИКРОСТРУКТУРОЙ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛОВ $NaI-Tl$

В.Д. К у н д и к о в, А.А. Р о г о ж и н,
Л.М. Р о д и о н о в а, И.В. С и л ь в е р с т о в а
А.Н. Ч е р н ы ш е в, О.М. К у г а е н к о

Ранее сообщалось об изменении спектра фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов иодистого натрия, активированного таллием, после пластической деформации [1]. Кроме обычной люминесценции ионов таллия в синей области спектра, которая характерна для сцинтилляционных монокристаллов $NaI-Tl$, у деформированных образцов было обнаружено появление ФЛ в широкой полосе с $\lambda_{\text{макс}}=650$ нм при возбуждении излучением азотного лазера.

Как оказалось, дополнительная люминесценция неоднородно распределена по объему деформированного кристалла. Естественно было попытаться проследить связь между пространственным распределением центров дополнительной ФЛ и структурными неоднородностями деформированных кристаллов. С этой целью были исследованы кристаллы $NaI-Tl$, деформированные методом гидроэкструзии со степенью вытяжки $\gamma=2.75-3.1$ (γ - отношение квадратов диаметров исходного и экструдированного образцов) при температуре 220–250 °С, а также кристаллы, деформированные в условиях одноосного сжатия (на деформационной машине жесткого типа) при комнатной температуре. Внутренние напряжения в кристаллах исследовались поляризационно-оптическим методом [2]. Оптическая прозрачность образцов достигалась полировкой на бутиловом спирте в сухом боксе. Затем поверхность образца покрывалась тонким слоем вазелинового масла, предохранявшего на некоторое время гигроско-