

ного резонанса в тех случаях, когда применение обычной автодиной методики не дает результата.

В заключение приношу глубокую благодарность С. Д. Гвоздеву, под руководством которого выполнялась настоящая работа.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Эндрю, Ядерный магнитный резонанс, ИЛ, М., 63, 1957.
2. См., например, A. Roberts, Rev. Sci. Instr., 18, 845 (1947);  
Э. Эндрю, Ядерный магнитный резонанс, ИЛ, М., 67, 1957. Н. М. Померанцев, Вестник МГУ 2, 47 (1955).
3. H. Pfeifer, App. Phys., 15, 311 (1955).
4. А. А. Андронов, А. А. Витт, ЖТФ, 4, 122 (1934).
5. F. Bloch, Phys. Rev., 70, 460 (1946).
6. Ю. С. Константинов, ПТЭ, 2, 105 (1958).
7. А. А. Андронов, А. А. Витт, Прикл. физ., 7, 8 (1930).

Московский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
8 января 1958 г.

#### ОБ ОДНОМ ПРИНЦИПЕ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

М. А. Миллер

Как было показано в [1], движение заряженной частицы в слабо неоднородном поле  $E(\mathbf{r})e^{i\omega t}$ ,  $H(\mathbf{r})e^{i\omega t}$  может быть представлено в виде суперпозиции осцилляторного (с частотой  $\omega$ ) движения  $\vec{\rho}(t) = -\eta/\omega^2 E(\mathbf{r})e^{i\omega t}$  и усредненного по периоду  $2\pi/\omega$  движения  $R(t)$ , подчиненного уравнению  $\dot{R} = -\nabla\Phi$ , где  $\Phi$ —высокочастотный потенциал, равный  $|\eta E/2\omega|^2$ , а  $\eta$ —отношение заряда к массе. При этом сумма кинетической энергии усредненного и средней кинетической

энергии осцилляторного движений остается постоянной, т. е.  $R_0^2/2 + |\dot{\rho}|^2/4 = \text{const}$ . Следовательно, в пучке частиц, летящих в сторону плавного возрастающего потенциального рельефа  $\Phi(\mathbf{r})$ , в точке отражения ( $R=0$ ) происходит полная трансформация энергии поступательного движения в энергию осцилляторного. Предположим теперь, что в момент равенства нулю суммарной скорости  $\dot{R}(t) + \dot{\rho}(t) = 0$  частицы удаляются из пространства взаимодействия. Такой когерентный отбор осуществляется, например, путем размещения коллектора на расстоянии  $|\rho|_{\text{макс}}$  от усредненной траектории пучка. Тогда кинетическая энергия частиц окажется отданной полю. Следовательно, на этом принципе возможно построение генератора высокочастотных колебаний.

Рассмотрим для иллюстрации следующую простейшую систему. Пусть в области отбора траектория пучка, предполагаемого идеально тонким, прямолинейна  $R(t) = z(t)z_0$ , а поле  $E$  имеет квазистатический характер и направлено перпендикулярно этой траектории\*  $E = -x_0 V_0(t) \sin[\omega t + \Psi(t)] \nabla_x f(\mathbf{r})$ , где  $V_0(t)$  и  $\Psi(t)$ —медленно изменяющиеся во времени амплитуда и фаза напряжения между формирующими поле электродами;  $x_0$  и  $z_0$ —единичные векторы в декартовых направлениях. Обозначим расстояние между усредненной траекторией пучка и поверхностью отбирающего электрода (коллектора) через  $D(z)$ . В общем случае это—произвольная функция координаты  $z$ . Отбор частиц происходит там, где амплитуда осцилляций становится равной расстоянию от пучка до коллектора, т. е. координата точки отбора  $z_n$  определяется уравнением

$$|\dot{\rho}(z_n)|_{\text{макс}} = |\eta/\omega^2 V_0 \nabla_x f(z_n)| = D(z_n). \quad (1)$$

При этом мощность, отдаваемая высокочастотному полю, будет равна

$$W = 1/2 \sigma_{\text{эл}} V_0^2 = \eta I_0 / 4 \omega^2 |\nabla_x f(z_n)|^2, \quad (2)$$

где  $I_0$ —ток пучка,  $\sigma_{\text{эл}}$ —электронная проводимость промежутка, зависящая от напряжения  $V_0$  через функцию  $z_n(V_0)$ . Если этот электронный промежуток

\* При наклонном падении пучка частиц на идеально проводящий электрод это условие выполняется лишь приближенно для достаточно малых углов между направлением пучка и поверхностью электрода.

включен в высокооборотный контур, характеризуемый активной проводимостью  $\sigma_k$ , то для самовозбуждения системы необходимо, чтобы  $\sigma_{эл} \geq \sigma_k$ . Следовательно, для пускового тока  $I_{\text{пуск}}$  имеем:  $I_{\text{пуск}} = 2\omega^2 \sigma_k |\eta|^{-1} |\nabla_x f(z_n)|^{-2}$ . Например, в случае плоского конденсатора с расстоянием  $d$  между пластинами электронный пусковой ток (в амперах) будет равен  $I_{\text{пуск}} = 4 \cdot 10^7 \sigma_k (d/\lambda)^2$ . Отсюда ясно, что такие системы пригодны для генерирования лишь достаточно мощных колебаний; причем оптимальным является диапазон дециметровых и сантиметровых волн, так как с увеличением  $\lambda$  возрастают трудности осуществления плавного (в масштабе быстро осциллирующих колебаний) изменения поля  $E(r)$ , а с уменьшением  $\lambda$  снижается эффективность взаимодействия ( $\Phi \sim 1/\omega^2$ ), т. е. возрастает пусковой ток.

Вопрос устойчивости автоколебаний решается путем исследования совместной системы уравнений поля и уравнений движения. Поскольку последние рассматривались с самого начала лишь в предположении квазисинусоидальной зависимости поля от времени, то вся дальнейшая процедура расчета должна базироваться на методе медленно изменяющихся амплитуд. В частности, для описанного выше квазистационарного электронного промежутка, включенного в параллельный LC-контур с высокой добротностью

$Q = \left(\frac{1}{\sigma_k}\right) \sqrt{C/L} \gg 1$ , можно получить следующую систему «укороченных» уравнений относительно амплитуды и фазы напряжения:

$$2\dot{\psi}(t) = \omega C_1(t)/C; \quad (3)$$

$$\dot{V}_0(t)(1 - C_1(t)/C) + 2 \frac{\omega}{Q} \left[ 1 - \frac{C_1(t)}{C} - \frac{\sigma_{эл}}{\sigma_k} \right] V_0(t) = 0.$$

Здесь  $C$  — холодная емкость контура,  $C_1(t)$  — некоторая добавочная емкость, обусловленная влиянием пространственного заряда\*, а  $\sigma_{эл}$  — электронная проводимость, определяемая из (2) и (1). Нетрудно убедиться в том, что при соответствующем выборе параметров устойчивый автоколебательный режим всегда достижим.

Конструкции и характеристики генераторов с ксгерентным отбором частиц, взаимодействующих со слабо неоднородным полем, могут быть весьма разнообразны. Так при соприкосновении усредненной траектории пучка с поверхностью отбирающего электрода имеет место мягкий режим самовозбуждения, а при конечном расстоянии между пучком и электродом — жесткий режим самовозбуждения. Выбором формы траектории пучка и формы поверхности отбирающего электрода реализуется практически любая характеристика  $\sigma_{эл}(V_0)$ . В распределенных системах с бегущими волнами, обладающими (в сечении, перпендикулярном направлению распространения) достаточно плавно изменяющимися потенциальными рельефами, путем «облучения» электронами этих рельефов и своевременного отбора частиц из пространства взаимодействия можно осуществить не только генерацию, но и усиление высокочастотных сигналов. Конечно, при этом погонная плотность тока должна быть меньше пусковой.

Отметим, наконец, что наложение постоянного магнитного поля ( $H_c$ ) увеличивает (при приближении частоты  $\omega$  к циклотронной частоте  $\omega_H = \mu_0 \eta H_c$ ) амплитуду осцилляций частиц, что приводит, в свою очередь, к повышению электронной проводимости. Например, если однородное магнитное поле в рассматриваемой системе ориентировано вдоль усредненной траектории пучка  $H_c = z_0 |H_c|$ , то для электронной

проводимости  $\sigma_{эл}(\omega_H)$  имеем  $\sigma_{эл}(\omega_H) = \sigma_{эл}(0) \left[ 1 - \frac{\omega_H^2}{\omega^2} \right]^{-2}$ , где  $\sigma_{эл}(0)$  — проводимость, определяемая из соотношения (2).

Автор благодарен А. В. Гапонову, Е. В. Загрядскому и М. И. Кузнецову за ряд важных замечаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1 М. А. Миллер, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 1, 3, 110 (1958).

Исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
14 июня 1958 г.

\* Отметим, что при выводе (2) не учитывалось расталкивающее действие пространственного заряда. Кроме того, предполагалось, что приняты меры по устранению вторичной эмиссии с отбирающего электрода. Последнее важно, так как вторичные электроны покидают коллектор в неблагоприятной фазе с полем.