

ский лазер, или скаттрон; рис. 1, б). Здесь A_n — вектор-потенциал поля накачки, d — период ондулятора, ω_n — частота накачки, k_n — волновой вектор, r — радиус-вектор. Частота колебаний частиц в этих случаях $\Omega = 2\pi v_{||}/d$ и $\Omega = \omega_n - k_n v_{||}$. Эти способы накачки близки по характеру воздействия на электро-

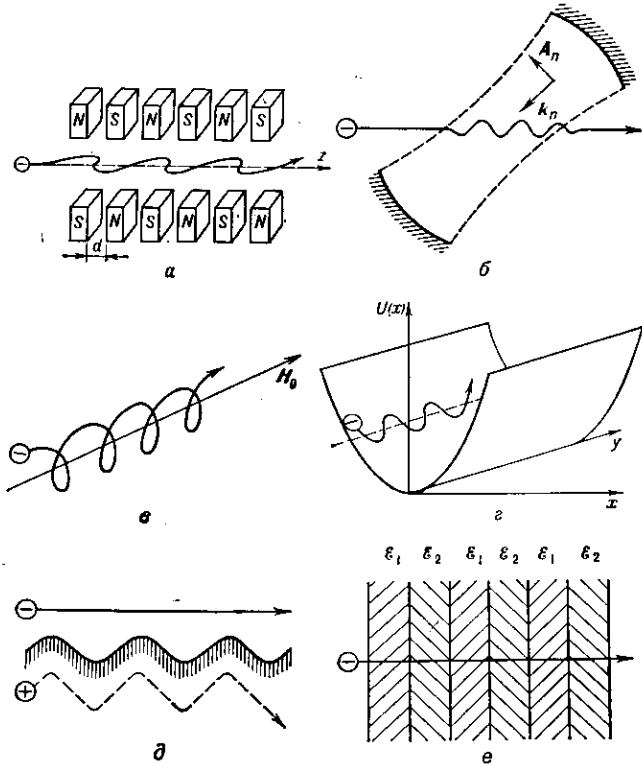


Рис. 1. Системы накачки колебательной энергии частиц в основных разновидностях ЛСЭ: а — в убитроне, б — в скаттроне, в — в мазере на циклотронном резонансе, г — в строфотроне, д и е — во флимаатронах.

ны, поскольку периодическое статич. поле воспринимается движущейся частицей как волна.

Др. типы ЛСЭ основаны на вынужденном тормозном излучении электронов: а) вращающихся в однородном магн. поле H_0 с циклотронной частотой (мазер на циклотронном резонансе; рис. 1, в); б) колеблющихся в поперечно-неоднородном электростатич. поле $U(x)$ (строфотрон; рис. 1, г). Кроме того, ЛСЭ могут быть основаны на черенковском излучении и переходном излучении частиц, движущихся равномерно и прямолинейно в пространственно-периодич. структурах (флимаатроны; рис. 1, д, е). При этом колеблются не электроны исходного пучка, а их зеркальные изображения \oplus в структурах (пунктир на рис. 1, д). Суммарный диапазон, охватываемый перечисленными разновидностями ЛСЭ, простирается от СВЧ- до УФ-диапазона.

При квантовом описании возможность преобладания в ЛСЭ вынужденного излучения над поглощением объясняется небольшим различием частот волн, к-рые электрон способен излучить (ω_n) и поглотить (ω_n). Это различие обусловлено отдачей, испытываемой электроном при излучении или поглощении кванта, а в ряде случаев также отклонением от эквидистантности спектра колебат. уровней электрона (напр., уровней электрона в однородном магн. поле, см. Ландау уровни). Т. к. в реальных условиях уширение спектральных линий, обусловленное конечностью времени пребывания в пространстве взаимодействия с волной (естеств. ширина линии), существенно больше разности частот ($\omega_n - \omega_n$), то вынужденное излучение и поглощение

раздельно не наблюдаются, а преобладание излучения над поглощением имеет место для волны, частота к-рой ω ближе к ω_n .

В ЛСЭ электрон излучает в элементарном акте квант, энергия к-рого во много раз меньше исходной энергии частицы: $\hbar\omega \ll mc^2\gamma$. Это позволяет каждому электрону в процессе взаимодействия с волной излучить много квантов ($\sim 10^3 - 10^8$). Поэтому движение и излучение частиц могут быть описаны ур-ниями классич. электродинамики, а сами ЛСЭ являются по существу классич. приборами, родственными лампе бегущей волны, кластроу и др. электронным СВЧ-генераторам. Вынужденному излучению в ЛСЭ при классич. описании отвечает самосогласованный процесс, включающий в себя группирование электронов в сгустки под действием затравочной (сигнальной) волны

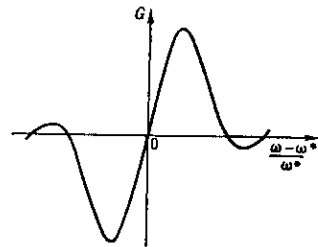


Рис. 2. Зависимость от частоты коэффициента усиления G волны в ЛСЭ-генераторе.

$$A_c = \text{Re} \{ A(z) \exp i(\omega t - kz) \},$$

и последующее усиление этой волны в результате когерентного излучения образовавшихся электронных сгустков.

В ЛСЭ-генераторах с высокочастотными резонаторами коэф. усиления G волны за один проход волны через резонатор (в режиме малого сигнала) определяется выражением

$$G = \frac{1}{4} \frac{\omega_n^2}{\omega^2} (kL)^3 \mu \kappa^2 \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\sin \xi}{\xi} \right)^2, \quad \xi = (\omega - \omega^*) L / V_{||}, \quad (2)$$

κ — параметр связи электронов с волной, пропорциональный осцилляторной скорости частиц; $\mu = \frac{\gamma}{\omega} \left(k \frac{dv_{||}}{d\gamma} + \right.$

$\left. + s \frac{d\Omega}{d\gamma} \right)$ — параметр, характеризующий темп группировки частиц; ω^* — частота точного синхронизма, $\omega_n = (4\pi e^2 n / m\gamma)^{1/2}$ — плазменная частота; n — невозмущенная плотность электронов в пучке (рис. 2). В безрезонаторных ЛСЭ-усилителях

$$G = \frac{1}{3} \exp \left[\frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_n^2}{2\omega^2} \mu \kappa^2 \right)^{1/3} kL \right]. \quad (3)$$

Эффективность преобразования энергии электронного пучка в излучение (электронный кпд) η ограничивается выходом теряющих энергию частиц из резонанса с усиливаемой волной. При постоянной частоте осцилляций и фазовой скорости волны

$$\eta \sim \frac{1}{\mu \Gamma s N}, \quad (4)$$

где $\Gamma = \omega/s\Omega$ — доплеровское преобразование частоты, $N = \Omega L / 2\pi v_{||}$ — число колебаний частиц в пространстве взаимодействия. Для ЛСЭ, основанных на ондуляторном, черенковском, переходном излучениях частиц, а также на рассеянии волны накачки, параметр группировки частиц относительно велик: $\mu = \gamma^2$. Поэтому при большом доплеровском преобразовании частоты, когда $\Gamma \sim \gamma^2$, кпд ЛСЭ сравнительно невелик

$$\eta \sim 1/sN \quad (5)$$

и пропорционален ширине полосы активного вещества (рис. 2). Высокий кпд $\eta \sim 1$ в таких разновидностях ЛСЭ достигается при переменной фазовой скорости синхронной волны в режиме захвата электронов пучка полем волны и последующего их адиабатич. торможения.

Для ЛСЭ, основанных на индуцированном циклотронном излучении, вблизи резонанса, когда фазовая скорость волны $v_\phi \rightarrow c$ ($\varphi \rightarrow 0$), параметр группировки