

49  
И Н С Т И Т У Т  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ ИЯФ 77 - 67

Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский

О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО  
КЛИСТРОНА, УСТАНОВЛЕННОГО  
НА ЭЛЕКТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ

Новосибирск

1977

О ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА,  
УСТАНОВЛЕННОГО НА ЭЛЕКТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ

Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе рассмотрено влияние оптического клистрона, установленного в прямолинейном промежутке электронного накопителя, на динамику электронного пучка. Показано, что возникающая при этом диффузия по энергии ограничивает мощность оптического клистрона. Приведены оценки предельной мощности для накопителя ВЭШ-3.

ON THE POWER LIMITATIONS OF THE OPTICAL  
KLYSTRON ON THE ELECTRON STORAGE RING

N.A. Vinokurov, A.N. Skrinsky

ABSTRACT

The interaction between the stored electron beam and the electromagnetic field in the optical klystron's resonator has considered. It is shown that this interaction leads to an increase of the electron energy spread.

This phenomenon limits the optical klystron's power.

Some numerical results for the storage ring VEPP-3 are presented.

I. В работе /1/ было предложено видоизменение "лазера на свободных электронах" /2,3/ - оптический клистрон (ОК). Его устройство схематически изображено на рис.1. При движении ультрарелятивистских электронов с энергией  $E = \gamma mc^2$  в первой плоской магнитной змейке (1) с периодом  $d$  под действием линейно поляризованной электромагнитной волны с длиной  $\lambda = d \left( \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right)$  ( $\alpha_0$  - амплитуда колебаний угла между скоростью электрона и его средней скоростью  $\bar{V}_z$ , направленной вдоль оси  $Z$ ), распространяющейся параллельно движению электронов, т.е. вдоль оси  $Z$ , происходит модуляция энергии:  $E = \frac{1}{2} e \mathcal{E} L \alpha_0 \cos(kz - k\bar{V}_z t + \varphi) + E_0$ ; где  $\mathcal{E}$  - амплитуда поля волны,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . После пролета группирующих магнитов (2) с зависимостью пути от энергии, описываемой коэффициентом  $\frac{dZ}{dE}$ , модуляция энергии переходит в модуляцию продольной плотности электронов, амплитуда первой (комплексной) гармоники которой дается выражением  $\rho_1/\rho_0 = \frac{1}{4} e^{-\frac{1}{2}(k \frac{dZ}{dE} \sigma)^2} k \frac{dZ}{dE} e \mathcal{E} L \alpha_0$  ( $\sigma$  - начальная дисперсия электронов по энергии). Сгруппированные таким образом электроны, пролетая через вторую змейку (3) под действием той же волны изменяют свою среднюю энергию на величину

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{8} (e \mathcal{E} L \alpha_0)^2 k \frac{dZ}{dE} e^{-\frac{1}{2}(k \frac{dZ}{dE} \sigma)^2} \cos \varphi_0 \quad (1)$$

где  $\varphi_0$  определяется "разностью хода" волны и электронов в группирующей секции (2) и регулируется малым изменением поля в группирующих магнитах. Таким образом, электроны при  $\cos \varphi_0 > 0$  отдают часть своей энергии волне и усиливают её. Если на пути волны поставить два зеркала, т.е. поместить её в оптический резонатор, то появится обратная связь и возможна генерация электромагнитного излучения. Условие генерации имеет вид  $(1+G)K_1K_2 > 1$  где  $K_1$  и  $K_2$  - коэффициенты отражения зеркал, а

$$G = \pi \frac{e \mathcal{J}}{S c} (L \alpha_0)^2 k \frac{dZ}{dE} e^{-\frac{1}{2}(k \frac{dZ}{dE} \sigma)^2} \cos \varphi_0 \quad (2)$$

- усиление за пролет ( $\mathcal{J}$  - электронный ток,  $S$  - эффективная площадь поперечного сечения, которая совпадает с площадью поперечного сечения светового пучка, если поперечный размер последнего превышает поперечный размер электронного пучка).

2. В описанном в /2/ эксперименте в качестве источника электронов использовался линейный ускоритель. Однако большие средние токи и большие энергии, а, значит, меньшие длины волн, легче получить на электронных накопителях.

Пусть ОК установлен в прямолинейный промежуток накопителя, а расстояние между зеркалами равно  $\frac{\Pi}{2n}$  ( $n$  - целое,  $\Pi$  - периметр накопителя). Тогда поле в оптическом резонаторе, как и в /2/, будет иметь вид пакета с длиной, равной длине электронного сгустка  $l$ , и в усиление  $G$  войдет не средний ток  $\bar{I}$ , а пиковый  $I = \bar{I} \frac{\Pi}{l}$ . Число  $n$  должно быть, по возможности, небольшим, так как условие генерации в этом случае, имеет вид:

$$(1+G)(K_1 K_2)^n > 1 \quad (3)$$

Поэтому мы положим  $n = 1$ . Кроме того, мы будем считать, что длина сгустка  $l$  достаточно велика по сравнению с разностью хода  $\frac{1}{2} \frac{dZ}{dE} E$  волны и электронов в группирующей секции. При необходимости разность хода может быть сделана равной нулю соответствующим изменением орбиты электронов в ОК и установкой дополнительных зеркал в оптический резонатор.

За один оборот пучка в накопителе коротковолновая модуляция продольной плотности частиц и их энергии полностью исчезает, во-первых, из-за наличия энергетического разброса и зависимости частоты обращения  $f_0 = c/\Pi$  от энергии частиц и, во-вторых, из-за быстрых синхротронных колебаний /4/. Поэтому рост энергетического разброса в пучке вследствие действия поля в оптическом резонаторе на электроны имеет диффузионный характер. Коэффициент диффузии по энергии можно оценить по формуле

$$D = \frac{1 - \sin \varphi_0}{4} (eEL\alpha_0)^2 f_0 \quad (4)$$

Кроме того, вследствие зависимости средних потерь  $\langle \Delta E \rangle$  от начальной энергии электронов появляется добавка к радиационной силе трения. Предположим, что  $K \frac{dZ}{dE} \sigma \lesssim 1$ ; тогда эта добавка будет линейной по энергии. Соответствующая добавка к декременту затухания синхротронных колебаний в накопителе равна

$$\frac{d\langle \Delta E \rangle}{dE} f_0 \approx -\frac{1}{8} (eEL\alpha_0 K \frac{dZ}{dE})^2 f_0 \sin \varphi_0 \quad (5)$$

где мы положили  $\sigma = 0$  в выражении для  $\langle \Delta E \rangle$  (I) и учли при дифференцировании только наиболее сильную зависимость

$$\varphi_0 = K \frac{dZ}{dE} (E - E_0) + \text{const} \quad \text{от } E.$$

С учетом (4) и (5) запишем уравнение для квадрата разброса

$$\begin{aligned} \sigma^2 : \\ \frac{d\sigma^2}{dt} = \frac{\sigma_0^2 - \sigma^2}{\tau} + \frac{1 - \sin \varphi_0}{4} (eEL\alpha_0)^2 f_0 + \\ + \frac{1}{8} \sin \varphi_0 (eEL\alpha_0 K \frac{dZ}{dE})^2 f_0 \sigma^2 \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\tau$  - радиационное время затухания синхротронных колебаний,  $\sigma_0$  - "естественный" энергетический разброс в пучке, т.е. разброс при отсутствии поля  $E$  в оптическом резонаторе ОК. Если суммарный декремент затухания в (6) положителен, то из (6) следует выражение для установившегося разброса:

$$\sigma_{st}^2 = \frac{\sigma_0^2 + \frac{1 - \sin \varphi_0}{4} (eEL\alpha_0)^2 f_0 \tau}{1 - \frac{\sin \varphi_0}{8} (eEL\alpha_0 K \frac{dZ}{dE})^2 f_0 \tau} \quad (7)$$

Не рассматривая процесса релаксации к стационарному состоянию (7); мы предположим, что оно достижимо. Пусть  $\sigma_{max}$  - наибольшее допустимое значение энергетического разброса. Тогда из (7) получим ограничение на поле в оптическом резонаторе:

$$(eEL\alpha_0)^2 f_0 \tau < 4 \frac{\sigma_{max}^2 - \sigma_0^2}{1 - \sin \varphi_0 + \frac{1}{2} (K \frac{dZ}{dE} \sigma_{max})^2 \sin \varphi_0} \quad (8)$$

По-видимому, естественной оценкой для  $\sigma_{max}$  является  $\sigma_{max} \sim (K \frac{dZ}{dE})^{-1}$ ; так как при  $\sigma \gtrsim (K \frac{dZ}{dE})^{-1}$  не только нарушается условие применимости (8), но и падает усиление за пролет  $G$ . Следовательно, для получения большого поля следует уменьшать  $\frac{dZ}{dE}$  (т.е. понижать поле в группирующих магнитах). Однако, при этом возрастает пороговый ток генерации

$$I_{th} = \frac{Sc}{\pi e L^2 \alpha_0^2 K \frac{dZ}{dE} \cos \varphi_0} \frac{1 - K_1 K_2}{K_1 K_2} e^{(K \frac{dZ}{dE} \sigma)^2} \quad (9)$$

Повышая ток пучка  $I$  можно, в принципе, достичь других ограничений разброса  $\sigma_{max}$ . Во-первых, это может быть наибольший разброс, при котором электроны еще могут циркулировать в накопителе. Во-вторых, если дисперсионная функция накопителя в мес-

те, где установлен ОК, достаточно велика, то рост энергетического разброса сопровождается ростом радиального размера пучка. Когда радиальный размер превысит размер светового пучка  $\sqrt{\lambda L}$ , усиление  $G$  будет падать с ростом размера из-за роста эффективной площади  $S$ . Поэтому в месте установки ОК следует, по возможности, уменьшать дисперсионную функцию.

Другими возможными способами повышения предельного поля  $E$ , следующими из (8) являются понижение "коэффициента связи" между электронным пучком и ОК посредством уменьшения  $\alpha_0$  и  $L$ , уменьшение времени затухания  $\tau$  (т.е. работа при более высоких энергиях электронов) и, возможно, ослабление диффузии изменением фазы  $\varphi_0$ . Увеличивая поперечное сечение  $S$  светового пучка можно при заданном предельном поле повысить предельную мощность, колеблющуюся внутри оптического резонатора (другими словами, энергию запасенную в резонаторе), и получить большее поле в той части резонатора, через которую не проходит электронный пучок. Следует, однако, отметить, что перечисленные выше способы повышения предельного поля понижают усиление  $G$  и, следовательно, повышает пороговый ток  $I_{th}$ .

Из (1) и (8) можно получить простую оценку сверху для средней генерируемой мощности

$$\bar{P}_{max} \approx \frac{J}{e} \cdot \frac{\sigma_{max}}{2\sqrt{2.7} f_0 \tau} \quad (10)$$

При получении (10) мы положили  $K \frac{d\sigma}{dE} \sigma_{max} = 1$  и  $\sigma_{max} \gg \sigma_0$

Отметим, что ширина спектра генерации зависит от дисперсионных свойств оптического резонатора и её нахождение требует более детального рассмотрения кинетики взаимодействия электронного пучка с электромагнитным полем в оптическом резонаторе.

3. Для накопителя ВЭП-3 (ИЯФ, Новосибирск)  $f_0 = 4$  МГц, при энергии электронов 1 ГэВ  $\sigma_{max} \approx 5$  МэВ,  $\tau \approx 50$  мсек, предельный средний ток в одноступковом режиме  $J \approx 100$  мА. Тогда из (10) получаем  $\bar{P}_{max} \approx 1,5$  Вт. При этом длина ступки  $l \approx 30$  см, поэтому излучение идет импульсами такой же длины через каждые 0,25 мсек. Следовательно, наибольшая импульсная мощность

$P_{max} \approx 300$  Вт. Наибольшая импульсная мощность, колеблющаяся внутри оптического резонатора в  $\frac{K_1 K_2}{1 - K_1 K_2}$  раз больше. При  $K_1 = K_2 = 0,98$  она составляет 30 кВт. Отметим, что модулируя до-

бротность оптического резонатора или быстро меняя фазу  $\varphi_0$ , можно на короткое время получить большую мощность.

Авторы благодарят В.Н.Корчуганова, Г.Н.Кулипанова, Е.А.Переведенцева, Е.Л.Салдина за ценные обсуждения.

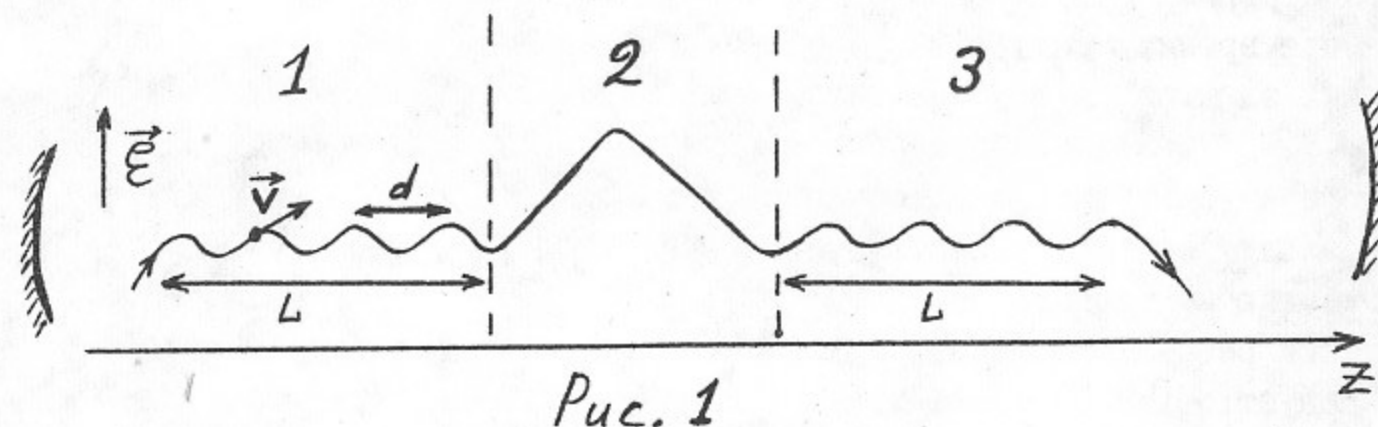


Рис. 1

Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ 77-59, Новосибирск, 1977.
2. D.A.Deason et al., Phys. Rev. Letters, 38, 892 (1977)
3. F.A.Hopf et al., Phys.Rev.Lett. 37, 1215 (1976).
4. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.

Работа поступила - 7 июля 1977 г.

---

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ  
Подписано к печати 8.7-1977 г. МН 07468  
Усл. 0,5 печ.л.; 0,4 учетно-изд.л.  
Тираж 200 экз. Бесплатно  
Заказ № 67.

---

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР