

09

© 1991 г.

## ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ ОНДУЛЯТОРНЫЙ КЛИСТРОН

С. П. Капица, В. К. Семенов

Рассмотрена схема ЛСЭ, построенного по принципу отражательного клистрона. По сравнению с оптическим клистроном в системе используется только один ондулятор, спиральный или плоский, уменьшается длина оптического резонатора. Это упрощает юстировку и стабилизацию резонатора, уменьшает время накопления излучения. Отражательный магнит аналогичен применяемому в линотронах. При использовании спирального ондулятора в отражательном клистроне возможна генерация эллиптически поляризованного излучения, для чего дополнительно необходимо создать анизотропию отражения от зеркал оптического резонатора. В этом случае оптимальная дисперсия отражательного магнита при слабой анизотропии зеркал оказывается достаточно большой, что для пучков с малым энергетическим разбросом позволит упростить конструкцию магнита.

## Введение

В классическом ЛСЭ пространственная группировка является следствием скоростной модуляции пучка при взаимодействии с электромагнитной волной. В работе [1] предложена модернизация ЛСЭ — оптический клистрон, в котором между двумя ондуляторами расположена магнитная дисперсионная система. В этом случае модуляция пучка по энергии, возникающая при взаимодействии с волной в первом ондуляторе, эффективно преобразуется в дисперсионной секции в модуляцию по плотности. Для ультрарелятивистских пучков это позволяет снизить пусковой ток ЛСЭ.

Мы рассмотрим схему ЛСЭ, которая является аналогом оптического клистрона с одновременной группировкой и отражением электронного пучка в магнитной дисперсионной системе.

## Отражательный магнит

Продольная группировка, возникающая при прохождении модулированного по энергии пучка через магнитную дисперсионную систему, вообще говоря, может размываться вследствие угловой расходимости и поперечных размеров пучка. Поперечное движение частиц относительно равновесной траектории не возмущает группировку на выходе лишь в том случае, когда матрица преобразования для магнитной дисперсионной системы [2] в базисе  $(x, \dot{x}, (\Delta\gamma)/\gamma, \Delta S)$  (где  $x$  — поперечное смещение электрона от равновесной траектории;  $\dot{x}$  — поперечная скорость;  $\gamma$  — энергия, отнесенная к энергии покоя;  $\Delta S$  — разница длин путей равновесной и рассматриваемой траекторий)

$$\begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & 0 \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & 1 \end{bmatrix}$$

имеет нулевые элементы  $M_{41}$ ,  $M_{42}$ . В силу общих соотношений для магнито-оптических систем условие  $M_{41} = M_{42} = 0$  эквивалентно требованию  $M_{13} = M_{23} = 0$ .

при выполнении которого система становится ахроматичной. В этом случае продольная дисперсия магнитной системы обусловлена только матричным элементом  $M_{43} = \gamma dS/d\gamma$ .

В эксперименте желательно иметь возможность изменять величину дисперсии от нулевой до некоторой максимальной, ограниченной разбросом частиц по энергии в исходном пучке [1]. Однако при вариации дисперсии магнитная система должна оставаться ахроматичной, чтобы поперечные размеры и угловая расходимость пучка не влияли на продольную группировку. Ниже мы рассмотрим ахроматичный отражатель, удовлетворяющий этим требованиям.

Предлагаемый отражательный магнит схематично показан на рис. 1, а. По каждой сторону от плоскости симметрии он содержит два секторных магнита ( $\pi$ -сектор и  $\pi/2$ -сектор), между которыми размещается секция из

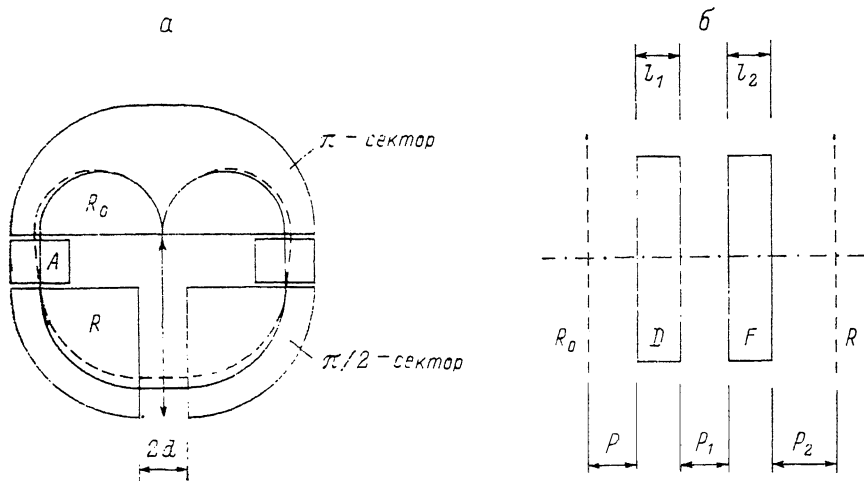


Рис. 1.

а — отражательный магнит: сплошная линия — равновесная траектория для моноэнергетичного пучка, пунктир — траектория при некотором отклонении энергии частицы от первоначальной; б — квадрупольная секция: D — дефокусирующий, F — фокусирующий квадруполь.

квадрупольных линз. Не конкретизируя пока параметров секции, припишем ей матрицу преобразования в плоскости поворота  $A_{ij}$ .

Общие свойства симметричных магнитооптических систем на основе матричного формализма рассмотрены в [2-4], где показано, что достаточно найти матрицу перехода до плоскости симметрии — половинную матрицу, а затем использовать формулы преобразования к полной матрице.

Требование ахроматичности для зеркально-симметричной системы выполняется в случае, когда для половинной матрицы элемент  $M_{23} = 0$ , т. е. электроны с различной энергией пересекают плоскость симметрии параллельным пучком. В рассматриваемом отражательном магните это условие выполняется при

$$A_{11} = \frac{R}{2R_0} (0 < A_{11} < 1), \quad (1)$$

где  $R_0$  — радиус равновесной траектории в  $\pi$ -секторе,  $R$  — в  $\pi/2$ -секторе (рис. 1, а).

Дисперсия отражательного магнита определяется соотношением

$$\frac{dS}{d\gamma} = \frac{2R_0}{\gamma} [\pi(1 + A_{11}) + 2RA_{21}], \quad (2)$$

откуда

$$A_{21} = \frac{D - \pi(1 + A_{11})}{2R}, \quad D = \frac{\gamma}{2R_0} \frac{dS}{d\gamma}. \quad (3)$$

Требуемая величина дисперсии для ОК достаточно мала [1]. Поэтому и в отражательной схеме следует стремиться сделать дисперсионный магнит

близким к изохронному, для которого элемент  $A$  между секторами должен быть фокусирующим в плоскости поворота. Действительно, при влете в отражательный магнит на первом полуобороте электроны отходят от равновесной траектории в соответствии с величиной модуляции пучка по энергии и выходят из первого сектора ( $\pi$ -сектор) параллельным пучком (рис. 1, а). В элементе  $A$  между секторами пучок необходимо перефокусировать до плоскости симметрии, чтобы в  $\pi/2$ -секторе скомпенсировать разницу в длинах пути.

Условие устойчивости движения по отношению к поперечным смещениям электронов в плоскости поворота накладываем для пучка, сфокусированного на входе в отражатель. При этом если элемент полной матрицы  $M_{12}=0$ , то на выходе из отражателя пучок также окажется сфокусированным с тем же угловым раствором, что и на входе. Для этого, например, потребуем, чтобы пучок фокусировался также и в плоскости симметрии магнита. Это приводит к соотношению

$$A_{12} = \frac{2R}{2(1 - A_{11}) + \pi(1 + A_{11})}. \quad (4)$$

Интересно, что если  $A_{ij}$  является матрицей одного квадруполья, то условия (1)–(4) для изохронного отражателя ( $D=0$ ) оказываются совместными при

$$A_{11} = \frac{1}{1 + \sqrt{\pi/2}}.$$

Для устойчивости движения по отношению к вертикальным отклонениям потребуем, чтобы параллельный на входе пучок преобразовывался в параллельный пучок в плоскости симметрии. Элемент  $A$  при этом должен представлять собой дублет из квадрупольных линз. Все величины, характеризующие параметры дублета, представлены на рис. 1, б. Совместное решение уравнений (1)–(4) и условия вертикальной устойчивости приводят к соотношению

$$A_{21}l_2 = \alpha \xi \varphi_1 \operatorname{sh} \varphi_1 - \eta \varphi_2 \sin \varphi_2, \quad (5)$$

где

$$\xi = \cos \varphi_2 + \frac{\sin \varphi_2}{\operatorname{th} \varphi_2}, \quad \eta = \operatorname{ch} \varphi_1 + \frac{\operatorname{sh} \varphi_1}{\operatorname{tg} \varphi_1},$$

$$\alpha = l_2/l_1, \quad \varphi_1 = \delta_1^2/l_1,$$

$\delta_1$  — оптические силы линз,  $l_i$  — их длины.

Остальные параметры дублета вычисляются по формулам

$$\frac{p}{l_2} = \frac{1}{(A_{21}l_2)} \left[ \frac{1 + A_{21}A_{12}}{A_{11}} - \frac{\varphi_2 \sin \varphi_2}{\alpha \varphi_1 \operatorname{sh} \varphi_1} \right] - \frac{1}{\alpha \varphi_1 \operatorname{th} \varphi_1},$$

$$\frac{p_1}{l_2} = \frac{1}{\alpha \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_1} - \frac{1}{\varphi_2 \operatorname{th} \varphi_2},$$

$$\frac{p_2}{l_2} = \frac{1}{(A_{21}l_2)} \left[ A_{11} - \frac{\alpha \varphi_1 \operatorname{sh} \varphi_1}{\varphi_2 \sin \varphi_2} \right] + \frac{1}{\varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_2},$$

$$d = 2R_0 - R. \quad (6)$$

Длина квадруполья  $l_2$  здесь выполняет роль масштабирующего множителя. Исходными при расчете отражателя следует принять  $\alpha$ ,  $A_{11}$  и  $R/l_2$ . Оптические силы линз определяются из соотношения (5) при имеющих физический смысл остальных параметрах секции (6). Изменение оптических сил при вариации дисперсии должно подчиняться соотношению

$$\begin{aligned} \zeta(\varphi_1, \alpha) d\varphi_1 &= \zeta(\varphi_2, 1) d\varphi_2, \\ \zeta(\varphi, \alpha) &= \frac{(1 - A_{11})^2}{A_{11}} \alpha \varphi + \frac{(A_{21}l_2)^2}{4\alpha \varphi^3}. \end{aligned} \quad (7)$$

В этом случае для изменения дисперсии системы не потребуется изменять расстояния между секторами.

Для примера рассчитаем изохронный магнит при  $R/l_2=7$ ,  $A_{11}=0.95$  и  $\alpha=1$ . В режим с ненулевой дисперсией такой магнит переводится при вариации оптических сил линз, удовлетворяющей (7), (5), и одновременном сдвиге линз вдоль направления движения пучка (согласно (6)). В этом случае при  $\varphi_1=0.645$ ,  $\varphi_2=0.802$ ,  $R_0/l=3.7$ ,  $p/l=p_1/l=0.19$ ,  $p_2/l=0.8$  полные матрицы отражательного магнита в плоскости поворота и в вертикальной плоскости имеют вид

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0.8/l & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \text{ и } \begin{bmatrix} 1 & 114/l \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

Изохронный отражатель аналогичной конструкции ранее был рассчитан в [5], однако варьировать дисперсию в нем без сдвига секторных магнитов оказывается невозможным, что связано с использованием в секторах скошенных полюсов.

### Взаимодействие пучка с электромагнитной волной в отражательном клистроне со спиральным ондулятором

Рассмотрим возможность генерации излучения в ЛСЭ со спиральным ондулятором, в котором пучок используется повторно после отражения в слабо неизохронном ахроматичном магните (рис. 2). Прежде всего заметим, что в со-

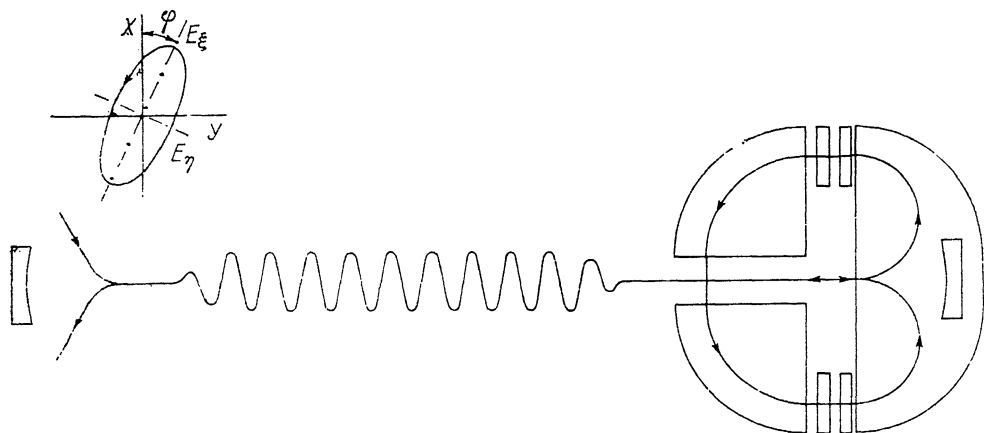


Рис. 2. Отражательный ондуляторный клистрон.  
На вставке эллипс поляризации генерируемого излучения.

провождающей системе координат (координата  $z$  отсчитывается вдоль траектории электрона в отсутствие магнитного поля ондулятора) направление вращения электрона в спиральном ондуляторе сохраняется как на прямом, так и обратном проходах, а поляризация циркулярной волны при отражении от зеркала резонатора изменяется на противоположную. Поэтому генерация циркулярно поляризованной волны в отражательном ондуляторном клистроне (ООК) становится невозможной.

Однако если ввести слабую анизотропию коэффициента отражения от зеркал оптического резонатора, то устойчивой оказывается генерация эллиптически поляризованной волны.

Отвлечемся пока от потерь на зеркалах, и рассмотрим взаимодействие произвольной эллиптической волны с электронным пучком. Для определенности предположим, что ондулятор правовинтовой. Направим оси  $x$  и  $y$  сопровождающей системы координат так, чтобы магнитное поле ондулятора представить в виде

$$B = B_x + iB_y = B_0 e^{i h x}, \quad h = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

где  $\Lambda$  — период ондулятора,  $B_0$  — амплитуда поперечного магнитного поля.

Тогда движение электрона будет описываться выражением

$$Z = x + iy = -i \frac{k}{h^2 \beta^2} B_0 e^{i h x}, \quad z = \beta \tau,$$

$$\tau = c(t - t_0), \quad k = \frac{e}{\gamma m c^2}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (8)$$

где  $\gamma m c^2$  — энергия,  $v$  — продольная скорость электрона.

Если  $E_\xi$  и  $E_\eta$  — амплитуды электрического поля волны в проекциях на главные оси эллипса поляризации (пусть  $E_\xi > E_\eta$ ), то в выбранной системе координат (вставка на рис. 2) для эллиптически поляризованной волны с левым (—) или правым (+) вращением вектора напряженности  $E$  в общем случае имеем

$$E = E_\xi e^{i\varphi} \cos(\omega t - kz) \mp i E_\eta e^{i\varphi} \sin(\omega t - kz), \quad E = E_x + iE_y, \quad k = \omega/c, \quad (9)$$

где  $\omega$  — частота генерируемого излучения.

Тогда на первом пролете пучок, движущийся по спирали (8), в результате взаимодействия с волной (9) приобретает на выходе из ондулятора модуляцию по энергии

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{k^2 B_0 L}{2h} (E_\xi \mp E_\eta) \cos(\Delta k L/2 + \varphi + \omega t_0) \left[ \frac{\sin(\Delta k L/2)}{\Delta k L/2} \right],$$

$$\Delta k = (1 - \beta)k - h\beta, \quad (10)$$

где  $L$  — длина ондулятора (осциллирующие члены в выражении (10) отброшены).

Имея в виду далее выполненным условие синхронизма  $\Delta k = 0$ , будем опускать во всех последующих выкладках пролетный множитель, заключенный в выражении (10) в квадратные скобки.

Модуляция пучка по энергии в отражательном магните трансформируется в продольную модуляцию плотности электронного тока, которая при условии

$$\frac{dS}{d\gamma} \gg \frac{I}{\pi^2 \gamma^3}$$

существенно больше, чем группировка, возникающая вследствие зависимости скоростей электронов от их энергии. В этом случае на обратном проходе через ондулятор основной вклад в энергетический обмен с электромагнитной волной будет вносить группировка пучка в отражательном магните. При этом отраженный пучок движется по-прежнему по правовинтовой спирали, а электромагнитная волна в сопровождающей системе координат после отражения от зеркала изменит угол поляризации и направление вращения вектора напряженности  $E$  и дополнительно приобретет фазовый сдвиг относительно пучка  $\Delta\psi$

$$E = E_\xi e^{-i\varphi} \cos(\omega t - kz + \Delta\psi) \pm i E_\eta e^{-i\varphi} \sin(\omega t - kz + \Delta\psi). \quad (11)$$

Усредняя интеграл взаимодействия электрона с волной

$$m c^2 \Delta\gamma = e \int_0^L \operatorname{Re} \{ \dot{Z}^* E \} d\tau, \quad z = \beta \tau + \frac{dS}{d\gamma} \Delta\gamma$$

по начальным фазам  $\omega t_0$  (здесь звездочка — комплексное сопряжение, а точка — производная по  $\tau$ ) и используя при интегрировании уравнения (8)–(11), для мощности энергетического обмена полного электронного потока  $I/e$  получим

$$P = I \frac{k B_0 L}{2h} (E_\xi \pm E_\eta) J_1(X) \cos(\Delta\psi - 2\varphi),$$

$$X = \frac{k^2 B_0}{2h} (E_\xi \mp E_\eta) kL\gamma \frac{dS}{d\gamma}. \quad (12)$$

Из выражения (12) следует, что с точностью до членов, описывающих спонтанное излучение (которыми мы пренебрегаем, полагая  $P \ll c (E_\xi^2 + E_\eta^2)/8\pi$  — поток энергии поля волны), приращение каждой из компонент поля в разложении по ортогональным поляризациям одинаково  $|\Delta E_\xi| = |\Delta E_\eta|$ . Тогда, например, в случае изотропного отражения от зеркал оптического резонатора произвольная эллиптическая волна будет эволюционировать к циркулярной и при наличии потерь полностью деградирует.

Ситуация качественно изменяется, если отражение от одного из зеркал оптического резонатора анизотропно. Тогда возможна устойчивая генерация эллиптической волны, главные оси которой совпадают с направлением главных осей анизотропии коэффициента отражения. В стационарном состоянии тогда имеем

$$G_\xi = 1 - R_1 R_{2\xi}, \quad G_\eta = 1 - R_1 R_{2\eta}, \quad (13)$$

где

$$G_i = \frac{R_{2i} \sqrt{R_1} P_i}{\frac{c}{8\pi} E_i^2 S_p} \sim \frac{J_1(A(E_\xi - E_\eta))}{E_i}, \quad (14)$$

$i = \xi, \eta$ ,  $A = X/(E_\xi - E_\eta)$ ;  $R_1, R_{2i}$  — коэффициенты отражения зеркал;  $S_p$  — площадь сечения плоской волны в оптическом резонаторе;  $P_i$  — та часть мощности обмена  $P$ , которая возникает при взаимодействии пучка с соответствующей  $i$ -й проекцией исходной волны.

Здесь мы сохранили только эллиптическую волну с левым вращением вектора напряженности поля, поскольку в противном случае  $P_\eta < 0$  и волна с правым вращением вектора  $E$  не может быть стационарной.

Установившееся соотношение полуосей эллипса поляризации

$$\varepsilon = \frac{|E_\xi|}{E_\eta} = \frac{\alpha_\xi}{\alpha_\eta}, \quad \alpha_i = \frac{R_{2i} \sqrt{R_1}}{1 - R_1 R_{2i}}. \quad (15)$$

Из соотношений (14) и (15) следует, что если изменять анизотропию коэффициента отражения, то (для пучков с малым энергетическим разбросом при  $\alpha_\xi \rightarrow \alpha_\eta$ ) оптимальная дисперсия [6] ООК со спиральным ондулятором существенно превосходит оптимальную дисперсию ООК с плоским ондулятором (в этом случае следует положить  $\alpha_\eta = 0$ ). При достаточно большом значении дисперсии это позволит упростить конструкцию отражательного магнита.

Разумеется, оптимизация дисперсии допускается лишь в случае, если ток пучка превышает пусковой, для которого

$$I \frac{\pi k^3 B_0^2 L^2}{ch^2 S_p} \frac{\gamma}{\sigma} \exp\left\{-\frac{1}{2}\right\} = \frac{1}{\alpha_\xi - \alpha_\eta}, \quad (16)$$

где  $\alpha$  — дисперсия распределения по энергии в исходном пучке (в единицах  $mc^2$ ).

Обратим внимание также на множитель  $\cos(\Delta\psi - 2\varphi)$  в выражении (12), определяющий зависимость энергетического обмена от соотношения между фазовым набегом и ориентацией главных осей эллипса поляризации. Благодаря этому множителю в ООК появляется возможность подстройки коэффициента усиления вращением анизотропного зеркала вокруг оси.

### Заключение

В отражательном ондуляторном клистроне совмещены достоинства оптического клистрона, обладающего в пусковом режиме существенно большим коэффициентом усиления (по сравнению с классическим ЛСЭ), с возможностью уменьшить длину оптического резонатора и общие габариты лазера. Для малых лабораторий, использующих, например, микротрон или линейный ускоритель

на энергию  $\sim 10$  Мэв, это может стать существенным доводом в пользу отражательного клистрона.

Уменьшение длины оптического резонатора сопровождается уменьшением норм собственных колебаний, и если поперечный размер пучка не превышает поперечных размеров каустики резонансного колебания, то это приводит к снижению пускового тока. Для ускорителей, работающих в импульсном режиме, важным оказывается и то обстоятельство, что в более коротком оптическом резонаторе уменьшается время накопления излучения.

Отражательный клистрон с плоским ондулятором по существу не отличается от оптического клистрона. Преимущество ООК состоит только в уменьшении длины оптического резонатора. При использовании спирального ондулятора генерация возникает при наличии анизотропии потерь энергии в оптическом резонаторе, например при отражении от зеркал. Оптимальная дисперсия отражательного магнита при изменении анизотропии может быть сделана достаточно большой, насколько позволяет энергетический разброс в исходном пучке. Это может привести к упрощению конструкции отражательного магнита.

Проблема ввода пучка в спиральный ондулятор решается различными способами достаточно просто [7-9], а дополнительная радиальная фокусировка пучка является еще одним преимуществом его применения.

В заключение авторы выражают благодарность Г. Д. Богомолу и В. В. Завьялову за плодотворное обсуждение работы.

#### Список литературы

- [1] Вилокуров Н. А., Скринский А. Н. // Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 77-59. Новосибирск, 1977.
- [2] Карташев В. П., Котов В. И. Основы магнитной оптики пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
- [3] Котов В. И., Раев Р. А. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 1. С. 180—186.
- [4] Herrera J. C., Blampis E. E. // Rev. Sci. Instr. 1966. Vol. 37. N 2. P. 183—188.
- [5] Гапанович В. Г. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 11. С. 2443—2446.
- [6] Вилокуров Н. А., Скринский А. Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР. № 78-88. Новосибирск, 1978.
- [7] Fajans J. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 55. N 1. P. 43—50.
- [8] Семенов В. К. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 3. С. 114—125.
- [9] Гаскевич Е. Б. // Тр. ФИАН. 1991. Т. 214.

Институт физических проблем  
Москва

Поступило в Редакцию  
12 сентября 1990 г.