

УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ С ЛАЗЕРНЫМ ОНДУЛЯТОРОМ  
КАК ИСТОЧНИК РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В. Л. Гинзбург

Для осуществления целого ряда исследований нужно иметь источники достаточно мощного, монохроматического и направленного, а иногда также и поляризованного рентгеновского излучения. Все эти требования были бы, вероятно, удовлетворены в случае создания **разеров** — рентгеновских аналогов лазера. К сожалению, на этом пути встречаются очень большие трудности, в силу чего внимание привлечено к другим способам: усовершенствованию классических источников рентгеновских лучей /1/, использованию синхротронного излучения /2/ и применению ондуляторов, в которых релятивистские электроны претерпевают периодические отклонения от прямолинейной траектории, создаваемые с помощью системы постоянных магнитов или переменного электрического поля (такие ондуляторные системы вначале рассматривались /3,4/ в связи с проблемой генерации миллиметровых и субмиллиметровых электромагнитных волн, но недавно начали исследоваться /5/ и в применении к задачам генерации рентгеновских лучей).

С помощью синхротрона и ондулятора можно создать мощный, направленный и поляризованный пучок рентгеновских лучей, но монохроматизация достижима лишь при использовании независимого монохроматора. Главное же, для генерации рентгеновских лучей с длиной волны  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$  в синхротронах и магнитных ондуляторах нужно использовать ускорители с энергией 1–5 ГэВ. Возникает, однако, вопрос нельзя ли генерировать рентгеновские лучи в ондуляторах с помощью электронов, ускоренных до энергий 20–50 МэВ? Такая возможность действительно имеется, но лишь при высоких частотах модуляции, как это сразу ясно из формулы Доплера, определяющей трансформацию частоты в ондуляторе

$$\omega_2(\theta) = \frac{\omega_1}{1 - (v/c)\cos\theta},$$

$$\omega_{2,\max} = \omega_2(0) = \omega_1/(1 - v/c) = 2\omega_1(E/mc^2)^2, \quad (I)$$

$$\lambda_{2,\min} = \frac{2\pi c}{\omega_{2,\max}} = \frac{\lambda_1}{2(E/mc^2)^2},$$

где  $\theta$  есть угол между скоростью невозмущенного движения электронов  $v$  и направлением наблюдения  $\vec{k}$ , частота  $\omega_1 = 2\pi c/\lambda_1$  есть частота модуляции в рассматриваемой (лабораторной) системе отсчета, и при переходе к выражениям, содержащим энергию  $E$  в (I); как и везде ниже, положено  $E/mc^2 = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$ .

При энергии  $E = 50$  Мэв значение  $\lambda_{2,\min} = 1 \text{ \AA}$  получается лишь при  $\lambda_1 \sim 10^{-4}$  см или  $\nu_1 = \omega_1/2\pi = c/\lambda_1 \sim 3 \cdot 10^{14}$ . Таким образом, речь идет о модуляции пучка светом и, конкретно, излучением лазера. Преобразование частоты в ондуляторе может при этом рассматриваться так же, как рассеяние света на движущемся электро-не. Целью настоящей заметки является применение к случаю такого "лазерного ондулятора" простых формул, типа приведенных в /3/ для обычного ондулятора; мы сделаем также несколько замечаний, касающихся как другого метода расчета, так и некоторых особенностей лазерного ондулятора.

В электрическом ондуляторе (конденсаторе), рассматривавшемся в /3/, поле считалось имеющим вид  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos \omega_1 t$ . Теперь же будем считать, что электрон в невозмущенном состоянии движется по оси  $Z$  в поле бегущей навстречу ему волны, в которой электрическое и магнитное поля имеют вид

$$\mathcal{E}_x = \mathcal{E}_0 \cos \omega_1(t + z/c), \quad \mathcal{H}_y = \mathcal{E}_0 \cos \omega_1(t + z/c).$$

В этом случае задача сводится к предыдущей, если в точке, занимаемой электроном, положить  $z = vt = ct$ , а также учесть действие лоренцевой силы. В результате для излучаемой (рассеиваемой) частоты имеем

$$\omega_2(\theta) = \frac{2\omega_1}{1 - (v/c)\cos\theta}, \quad (2)$$

$$\omega_{2,\max} = 4\omega_1(E/mc^2)^2, \quad \lambda_{2,\min} = \frac{\lambda_1}{4(E/mc^2)^2}.$$

Излучение является дипольным, если амплитуда колебаний электрона

$$|x_0| = \frac{2e\epsilon_0}{m\omega_1^2} \left( \frac{mc^2}{E} \right) \ll \lambda_{2,\min} = \frac{\pi c}{2\omega_1} \left( \frac{mc^2}{E} \right)^2, \quad (3)$$

или

$$e\epsilon_0 \ll \frac{\pi mc\omega_1}{4} \left( \frac{mc^2}{E} \right) = \frac{\pi^2 mc^2}{2\lambda_1} \left( \frac{mc^2}{E} \right) \sim \frac{5}{\lambda_1} \left( \frac{mc^2}{E} \right) mc^2. \quad (4)$$

Очевидно, это условие практически всегда хорошо выполняется, особенно в диапазоне видимого света (например, даже при  $\lambda_1 = 5 \cdot 10^{-4}$  см и  $E = 50$  МэВ имеем  $e\epsilon_0 \ll 10^2 mc^2$  или  $\epsilon_0 \ll 5 \cdot 10^7$  в/см). Это обстоятельство существенно, так как только в дипольном приближении частота  $\omega_2$  фиксирована при данном угле  $\theta$ , как это и предполагается в (1) и (2); при использовании высоких энергий  $E \sim 1-5$  ГэВ дипольное приближение несправедливо, и излучаются также обертоны частоты  $\omega_2$  (подробнее см. /5/).

Амплитуда  $|x_0|$ , согласно (3), вдвое больше, чем в электрическом или магнитном ондуляторе (с тем же значением  $E_0$  или  $H_0$ ) в силу учета действия обоих полей  $E_x$  и  $H_y$ . В результате дипольный момент  $P_0 = ex_0$  также удваивается, а интенсивность излучения возрастает в 4 раза. Соответствующую формулу для энергии излучения в телесном угле  $d\Omega$  приводить здесь не будем (см., например, /3/), а полная энергия, излучаемая по прохождении электроном пути  $l$ , равна: \*)

$$W = \frac{\omega_1^4 P_0^2 l}{3c^4} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^4 = \frac{4}{3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \epsilon_{01}^2. \quad (5)$$

Точно такой же, естественно, результат можно получить, рассматривая обычным способом рассеяние света на движущихся электронах. При этом существенно считать сечение для рассеяния томпсоновским

\*) Влияние среды, а также стенок прибора на лазерный луч и на рассеянное рентгеновское излучение не учитывается. В отличие от случая более длинноволнового излучения (см. /3/) в обсуждаемых условиях такое приближение, вообще говоря, представляется оправданным.

(полное сечение  $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/mc^2)^2$ ), что справедливо при условии  $E \ll (mc^2/4\hbar\omega_1)mc^2 \sim 3 \cdot 10^{10}$  эв, поскольку для света  $\hbar\omega_1 \sim 3$  эв. Для рассеяния с томпсоновским сечением придти к выражению (5) особенно легко действуя по схеме, изложенной в разделе 2.4 статьи /6/.

Из (5) для полной мощности излучения пучка получаем

$$U = W \frac{J}{e} = 7,3 \cdot 10^{-12} \left( \frac{E}{mc^2} \right)^2 \epsilon_0^2 J l \text{ эрг/сек,} \quad (6)$$

где поле  $\epsilon_0$  измеряется в в/см, ток в пучке  $J$  - в амперах и длина  $l$  - в см.

Выражение (6) дает возможность сопоставить мощности в лазерном ондуляторе с мощностью излучения, скажем, в магнитном ондуляторе на пучке с высокой энергией (более детальный анализ этого вопроса см. в /7/). При грубой оценке при переходе к магнитному ондулятору нужно лишь заменить в (6)  $\epsilon_0$  на  $300H_0$ , где  $H_0$  - характерная напряженность магнитного поля в ондуляторе (в гауссах). В обоих приборах значения  $l$  и  $\epsilon_0 \sim 300H_0$  могут быть одного порядка, и таким образом все определяется произведением  $(E/mc^2)^2 J$ , в котором фактор  $(E/mc^2)^2$  при  $E \sim 1-5$  Гэв на 4 порядка больше, чем при  $E \sim 10-50$  Мэв. Следовательно, сопоставимые мощности рентгеновского излучения на ускорителях высокой и низкой энергии достижимы только в результате резкого увеличения силы тока в пучке низкой энергии. Конкретно, если в ускорителе высокой энергии  $J \sim 10^{-4}$  а, то в ускорителе низкой энергии нужно иметь ток  $J \sim 1$  а. Речь таким образом идет о сильноточном ускорителе, причем отнюдь не с предельными параметрами, поскольку в литературе упоминается о возможности иметь ускорителя с током (в импульсе) до  $J \sim 10^8$  а/см<sup>2</sup> (см./8/).\*) Использование очень плотных электронных пуч-

\*) Как обратил внимание автора М. Н. Якименко (подробнее см. /7/), приведенные цифры трудно сопоставимы, и их использование может повести к недоразумениям. Так, в обычном циклическом ускорителе ток циркулирующего пучка при отсутствии мишени на несколько порядков больше указанного тока  $J \sim 10^{-4}$  а. С другой стороны, в линейном сильноточном ускорителе ток  $J \sim 10^8$  а есть ток в коротком импульсе. Поэтому использование циклических ускорителей как источников ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, вообще говоря, имеет большие преимущества.

ков представляет интерес и с точки зрения попыток получить индуцированное рассеяние и тем самым осуществить резер /8,9/. Но такая возможность кажется весьма отдаленной, и сейчас центр тяжести вопроса об использовании лазерных ондуляторов лежит в другой плоскости. Именно, нужно решить, насколько они могут конкурировать с источниками синхротронного излучения и магнитными ондуляторами. При этом нужно учитывать дополнительное преимущество лазерного ондулятора - возможность обойтись без монохроматора или с более простым монохроматором, поскольку в этом случае излучение под данным углом  $\theta$  является монохроматическим.

Поступила в редакцию

17 ноября 1971 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. В. А. Цукерман, Л. В. Тарасова и С. И. Лобов. УФН, 103, 319 (1971).
2. Р. Годвин. УФН 101, 493, 697 (1971). Сборник "Синхротронное излучение в исследовании твердых тел". Изд-во "Мир", М., 1970 г.
3. В. Л. Гинзбург. ДАН 56, 145 (1947); Изв. АН СССР (серия физич.) II, 165 (1947).
4. "Миллиметровые и субмиллиметровые волны". Сборник статей. И. Л., Москва, 1959 г.
5. Н. А. Корхмазян. Изв. АН Армянской ССР, физика, 5, 289 (1970); Н. Л. Корхмазян и С. С. Элбакян, ДАН (в печати).
6. G. R. Blumental and R. J. Gould. Rev. Modern Phys., 42, 237 (1970).
7. М. Н. Якименко. УФН (1972).
8. В. Н. Цитович. Препринт ФИАН № 23, 1969 г. А. А. Коломенский, М. С. Рабинович и Я. Б. Файнберг; Л. С. Богданкевич и А. А. Рухадзе. Доклады на научной сессии ООФА и ОЯФ АН СССР. УФН (1972).
9. R. H. Pontell, G. Soncini and H. E. Pathoff. IEEE Journal of Quantum Electronics QE-4, 905 (1968).