

02;07;10;12

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СОБСТВЕННОГО СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ИЛЛЮМИНАЦИИ КАТОДА ФОТОИНЖЕКТОРА В ЦИКЛИЧЕСКОМ ЛАЗЕРЕ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

© Ф.Ф.Барышников

1. Для повышения мощности лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) и для создания ЛСЭ, излучающих на более коротких длинах волн, были предложены ВЧ-фотоинжекторы электронов, обеспечивающие высокую яркость и интенсивность электронного пучка [1]. Качество электронного пучка, его параметры, в значительной степени определяются временными, геометрическими и частотными характеристиками излучения, падающего на фотокатод, а также материалом фотокатода [2].

Для обеспечения равномерного по длине сгустка ускорения желательно иметь пучок достаточно короткий, что в обычных фотоинжекторах достигается использованием лазеров, работающих в режиме синхронизации мод, а для повышения коэффициента эмиссии электронов с поверхности катода применяют коротковолновое излучение, обычно это вторая или четвертая гармоника неодимового лазера, полученные при пропускании исходного излучения через соответствующий нелинейный кристалл. Влияние пространственного заряда на эмиттанс электронного пучка уменьшается благодаря высокому ускорению электронов, характерному для ВЧ-ускорителей.

Заманчивым представляется использовать для решения описанной задачи синхротронное излучение (СИ), которое в любом случае возникает при прохождении через поворотные магниты ускорителя. При этом, как будет показано ниже, время импульса может быть достаточно малым, фактически оно определяется длиной электронного сгустка, а частота излучения, определяемая энергией электронного пучка и радиусом его поворота, может быть весьма большой [3].

2. Будем предполагать, что в стартовой фазе инжектор ускорителя работает в режиме подогретого катода или даже в режиме развитого темнового тока и только после появления СИ от первых электронных сгустков начинает работать в режиме фотоинжектора.

Хорошо известно [3], что основная часть энергии СИ сосредоточена в области максимума спектрального распре-

деления на частоте $\omega \approx \omega_c = 0.435 \cdot e \cdot H \cdot \gamma^2 (m \cdot c)$, где e и m — заряд и масса электрона соответственно, H — магнитное поле, c — скорость света, γ — энергия электронов в единицах $m \cdot c^2$; кроме того, мы предполагаем, что $\gamma \gg 1$. СИ излучается электроном по касательной к окружности радиуса $r_H = \gamma \cdot m \cdot c^2 / (e \cdot H)$, по которой электрон движется с циклической частотой $\omega_H = c/r_H = e \cdot H / (\gamma \cdot m \cdot c)$. С единичного угла окружности излучается энергия $dE/d\varphi = sE/(\omega_H \cdot dt) = 2 \cdot e^3 \cdot H \cdot \gamma^3 / (3 \cdot m \cdot c^2)$, где E — энергия СИ, откуда для числа квантов n , излучаемых с единичного угла одним электроном, получим

$$dn/d\varphi = dE/(\hbar\omega_c \cdot d\varphi) \approx \gamma \cdot e^2 / (\hbar \cdot c) = \alpha \cdot \gamma,$$

где $\alpha = e^2 / (\hbar \cdot c)$ — постоянная тонкой структуры.

Введем квантовую эффективность β , определяющую число фотоэлектронов на каждый падающий на поверхность фотокатода квант. Предположим, что СИ собирается с дуги δ , тогда необходимым условием работы фотоинжектора на СИ будет $\alpha \cdot \beta \cdot \gamma \cdot \delta \geq 1$. В заданном направлении СИ излучается с угла $\delta \approx \gamma^{-1}$ [3], откуда видно, что и необходимо существенно увеличивать угол сбора энергии СИ. Для оценки положим $\delta \sim 1$, $\alpha \approx 0.01$, $\beta \approx 0.1-0.3$ [4,5], откуда следует $\gamma \geq 300-1000$. Отметим, что для шага ондулятора $d \approx 10$ см такая энергия соответствует длине волны ондуляторного излучения [6], $\lambda \approx d/\gamma^2 \approx 100-1000$ нм.

Продолжительность импульса излучения τ_s в заданном направлении определяется очевидным выражением $\tau_s \approx \approx \max(\omega_s^{-1}, \tau_e)$, где τ_e — длительность электронного сгустка. Обычно τ_s определяется величиной τ_e и составляет несколько десятков пикосекунд. Время излучения T с дуги $\delta \approx 1$ составляет для $\gamma \sim 300$ величину $T \approx \omega_H^{-1} = \gamma \times \times m \cdot c / (e \cdot H) \approx 10^{-8}$ с. Поэтому во избежание недопустимого удлинения импульса СИ на катоде фотоинжектора необходимо использовать изохронный преобразователь фронта волны (эвольвенты) испускаемого синхротронного излучения. Нам удалось показать, что существует бесконечное множество изохронных отражающих поверхностей, преобразующих эвольвенту в точку, о которых мы из-за ограниченности места расскажем в отдельном сообщении. Для уменьшения потерь при отражении желательнее использовать длину волны СИ длиннее 200 нм [7], откуда легко получить еще одно условие: $H \cdot \gamma^2 \leq 0.5 \cdot 10^9$, что для $\gamma \sim 300$ дает $H \leq 5 \cdot 10^3$ Э.

3. Как показано в настоящем сообщении, существует область параметров ускорителя: энергия электроно-

го пучка, величина поля поворотного магнита, при которых синхротронное излучение, всегда присутствующее в системе при всяком искривлении траектории электронов, может быть использовано для иллюминации катода ВЧ-фотоинжектора для увеличения яркости электронного пучка и увеличения тока пучка за счет использования более коротковолнового излучения. Несмотря на то, что содержательный анализ целесообразности использования СИ-облучателя имеет, по-видимому, смысл лишь для конкретной установки, при анализе целесообразности использования СИ-облучателя необходимо исходить из того, что СИ-излучение для рассмотренных параметров обладает более коротковолновым спектром, что благоприятно для повышения эффективности эмиссии фотоэлектронов и значительного расширения круга возможных материалов для фотокатода. Следует также иметь в виду, что в СИ-облучателе необходим отражатель из многослойного диэлектрика сложной формы, что может перечеркнуть выгоды, обусловленные устранением твердотельного лазера, используемого в обычных ВЧ-фотоинжекторах. Целью настоящего сообщения было обратить внимание на новую принципиальную возможность использования СИ-излучения для создания фотоинжекторов нового класса.

Список литературы

- [1] *Fraser J.S., Sheffield R.L.* // IEEE J. QE. 1987. V. 23. N 9. P. 1489–1496.
- [2] *O'Shea P.G.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1995. V. A358. N 1–3. P. 36–39.
- [3] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория Поля. М.: Наука, 1973. 504 с.
- [4] *Samson J.A.R.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1984. V. 222. N 1,2. P. 215–220.
- [5] *Kong S.H., Kinross-Wright J., Nguyen D.C., Sheffield R.L.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1995. V. A358. N 1–3. P. 272–275.
- [6] *Маршалл Т.* Лазеры на свободных электронах. М.: Мир, 1987. 240 с.
- [7] *Coupric M.E., Garzella D., Billardon M.* // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 1995. V. A358. N 1–3. P. 382–386.

ГП ОКБ “Гранат”
Москва

Поступило в Редакцию
22 ноября 1996 г.