

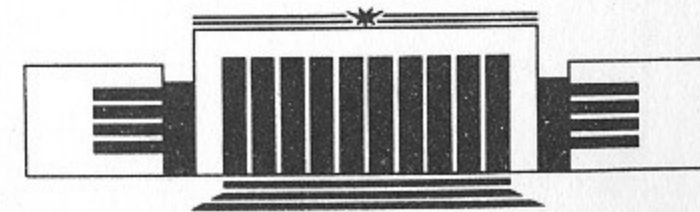


ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.Н. Кулипанов, Н.А. Мезенцев,
А.Н. Скринский

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ИСТОЧНИКОВ
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ—БУДУЩЕЕ

ПРЕПРИНТ 91-77



НОВОСИБИРСК

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ИСТОЧНИКОВ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ — БУДУЩЕЕ

(Доклад на конференции SRI-91,
Честер, Англия, июль 1991 г.)

Г. Н. Кулипанов, Н. А. Мезенцев, А. Н. Скринский

630090, г. Новосибирск, Институт ядерной физики СО АН СССР

Аннотация. Обсуждаются различные тенденции в создании источников синхротронного излучения. Проведен анализ различных способов повышения яркости, выбор которых определяется на основе компромисса между требованиями потребителей излучения, с одной стороны, и ускорительными и экономическими требованиями, с другой. Обсуждаются новые экспериментальные возможности накопительных колец на энергию 6 - 100 ГэВ, которые имеются, разрабатываются или создаются в различных странах. Рассмотрены физические и технические проблемы, связанные с созданием таких накопительных колец.

1. История развития работ с синхротронным излучением показывает, что создание источников СИ всегда преследовало решение двух основных задач:

- повышение спектральной яркости источника в интересующем спектральном диапазоне;
- расширение используемого спектрального диапазона.

На рис. 1 представлены практически все созданные за 30 лет электрон-позитронные накопители. Передний фронт определяют накопители, создаваемые для проведения экспериментов по физике высоких энергий на встречных e^-e^+ пучках, от первых накопителей ADA, ВЭП-1 и PS до самых современных TRISTAN, HERA и LEP. Практически все накопители, созданные для физики высоких энергий, используются сейчас как источники СИ; PEP, PETRA, TRISTAN и LEP — лучшие кандидаты для следующего шага такого преобразования. Второй фронт образуют специализированные исследовательские источники СИ от TANTALUS, SOR и SRS до ESRF, APS и SPring. Это семейство накопителей является яркой иллюстрацией целенаправленного процесса повышения качества источников СИ. Добавление в это семейство накопителей PEP, TRISTAN и LEP, либо аналогичных специализированных накопителей, позволит не только получить источники рентгеновского излучения, яркость которых определяется только дифракционными ограничениями, но и откроет новые исследовательские возможности за счёт использования жёсткого рентгеновского излучения и гамма-квантов, а также использования получаемых с помощью СИ интенсивных пучков медленных позитронов, импульсных потоков нейтронов.

В последние три года видно зарождение мощного третьего фронта технологических источников СИ (COSY, SORTEC, AURORA, HELIOS). Эти источники СИ сейчас создаются для технологии рентгенолитографии в микроэлектронике ($\epsilon_c = 1$ кэВ), однако, уже сейчас активно проектируются технологические источники СИ для микромеханики ($\epsilon_c = 6$ кэВ), для ангиографии ($\epsilon_c = 33$ кэВ). Обсуждаются различные предложения о технологическом использовании интенсивных пучков СИ с энергией γ -квантов 1 - 10 МэВ в промышленном производстве. Масштаб задач вполне допускает для генерации таких пучков γ -квантов создание специальных технологических накопителей на энергию 50 - 100 ГэВ.

Помимо создания источников СИ с предельно высокой

яркостью, предельно жёстким излучением, разработки технологических источников СИ, проявляется и новая, пока не очень заметная на рис. 1, тенденция к созданию накопителей - исследовательских источников СИ не на предельные параметры, но относительно дешёвые и относительно компактные, ориентированные на использование в университетах и небольших лабораториях.

Рассмотрим физические и технологические проблемы, связанные с созданием различных семейств источников синхротронного излучения.

2. Спектральная яркость (B_λ) - основная потребительская характеристика любого источника излучения, равная числу фотонов (N_{ph}), излучаемых в данном спектральном интервале ($\Delta\lambda/\lambda$) в единицу времени (Δt) с единицы площади источника (ΔS) в единицу телесного угла ($\Delta\Omega$)

$$B_\lambda = \frac{N_{ph}}{\Delta\lambda/\lambda \cdot \Delta t \cdot \Delta S \cdot \Delta\Omega} \quad (1)$$

Яркость определяет длительность проведения самых различных экспериментов, а также максимально достижимое спектральное, пространственное или временное разрешение, которые могут быть получены в этих экспериментах. Возможность использования источников излучения в различных технологиях также определяется его яркостью.

На рис. 2 представлена популярная сейчас диаграмма, показывающая историю, современное состояние и планы увеличения яркости рентгеновских источников. Начиная со времени открытия рентгеновских трубок, их яркость эволюционным образом была повышена примерно лишь в 100 раз за 60 лет. Использование электронных синхротронов, а затем электрон-позитронных накопителей в качестве источников рентгеновского синхротронного излучения позволило мировому сообществу, начиная с 70-х годов, проводить целенаправленную работу по революционному повышению яркости рентгеновских источников. Переход с синхротронов на накопители повысил яркость примерно в 10^2-10^3 раз за счёт того, что в накопителях больше средний ток и, благодаря радиационному затуханию, меньше поперечные размеры электронного пучка. Дальнейшее повышение яркости осуществлялось за счёт использования для генерации рентгеновского излучения многополюсных вигглеров, создающих на

достаточно длинном участке орбиты знакопеременное магнитное поле, позволяющее собрать излучение с большой длины в один пучок, увеличив его интенсивность в n раз ($n = 10^1 + 10^2$ число полюсов). Создание специализированных накопителей - источников СИ второго поколения, позволило уменьшить эмиттанс электронных (позитронных) пучков, а следовательно уменьшить площадь источника излучения и повысить яркость ещё приблизительно на порядок. Источники СИ третьего поколения, имеющие ещё меньший эмиттанс и большую энергию, позволяют использовать в качестве источников рентгеновского излучения ондуляторы, дающие, благодаря интерференции излучения из всех полюсов ондулятора, квазимохроматическое излучение с монокроматичностью $\Delta\lambda/\lambda \sim 1/n$ и спектральной яркостью, большей по сравнению с излучением из поворотных магнитов в n^2 раз.

Таким образом видно, что для повышения яркости источников СИ в данном спектральном диапазоне используется четыре фактора:

- повышение тока, обеспечивающее пропорциональное увеличение потока квантов СИ;
- уменьшение эмиттанса электронного (позитронного) пучка, дающее пропорциональное уменьшение площади источника, а также углового разброса в пучке, что важно для реализации возможности использования ондуляторов;
- увеличение энергии электронов (позитронов), пропорционально увеличивающее поток квантов и уменьшающее телесный угол излучения, а также дающее возможность использовать ондуляторы для генерации коротковолнового излучения;
- использование ондуляторов, позволяющих повысить поток квантов по сравнению с излучением из магнитов в n раз (n - число полюсов) и дополнительно уменьшить телесный угол излучения в n раз.

Реально все эти факторы взаимосвязаны, каждый из них имеет свои ограничения. Поэтому задача увеличения яркости решается благодаря взаимосогласованному использованию всех этих факторов.

Максимальное значение величины тока в накопителе практически остаётся постоянным ($I_{max} \sim 1 \text{ A}$) в течении длительного времени. Повышение тока, особенно с одновременным ростом энергии, порождает большое количество проблем физических (поперечные и продольные неустойчивости, увеличение эмиттанса и энергетического разброса),

технологических (необходимость поглощения мощных пучков СИ внутри вакуумной камеры при сохранении сверхвысокого вакуума), технических (создание мощных ВЧ-генераторов с непрерывной мощностью десятки мегаватт) и экономических. Учитывая всё это, не приходится надеяться на повышение яркости синхротронного излучения за счёт увеличения тока в накопителях.

Уменьшение эмиттанса пучка с одновременным увеличением его энергии, позволяющие использовать ондуляторы для генерации коротковолнового излучения - основной путь, используемый в последние годы для повышения яркости источников СИ.

3. В накопителях эмиттанс ϵ_x устанавливается благодаря равновесию между квантовым возбуждением и радиационным затуханием. Качественно очевидно [1], что эмиттанс должен определяться числом квантов, излучённых за время затухания ($N = \frac{E}{\epsilon_c}$), квадратом энергии характеристического кванта, нормированной на энергию электрона ($\frac{\epsilon_c^3}{E^2}$) и некой величиной $\langle N \rangle_{Mag}$, определяемой поведением бетатронной и дисперсионной функций ($\beta_x, \beta'_x, \eta_x, \eta'_x$) в поворотных магнитах

$$\epsilon_x \sim \frac{E}{\epsilon_c} \cdot \frac{\epsilon_c^2}{E^2} \langle N \rangle_{Mag} \quad (2)$$

Для накопителя с одним типом магнитов, имеющих радиус поворота R_0 :

$$\langle N \rangle_{Mag} = \frac{1}{2\pi R_0} \int_{Mag} \frac{1}{\beta_x(s)} [\eta^2(s) + (\beta_x(s)\eta'(s) - \frac{1}{2}\beta'(s)\eta(s))^2] ds \quad (3)$$

Для классической FODO структуры [1]

$$\langle N \rangle_{Mag} \sim \frac{\bar{R}}{\nu_x^3} \quad \epsilon_x \sim \text{const} \frac{\epsilon_c}{E} \frac{\bar{R}}{\nu_x^3} \quad (4)$$

(\bar{R} - средний радиус, ν_x - частота горизонтальных бетатронных колебаний).

Для всех остальных структур выражения для эмиттанса, с точностью до постоянной величины, отличающейся в 2-3 раза, выглядят одинаково. Так популярная сейчас формула для магнитных структур, состоящих из N ячеек, каждая из которых осуществляет ахроматический поворот на угол $\theta = \frac{2\pi}{N}$:

$$\epsilon_x \sim \text{const} \frac{\gamma^2}{R_0} \theta^3 \quad (5)$$

легко приводится к виду (1), учитывая, что для таких структур $\nu_x \sim$

$$N \sim \frac{1}{\theta}, \quad \text{а } \epsilon_c \sim \frac{E^3}{R_0}$$

Основной способ уменьшения эмиттанса, реализуемый в настоящее время, состоит в оптимизации магнитных структур и увеличении жёсткости фокусировки - повышении ν_x (см. табл. 1).

Однако такой способ имеет физические ограничения, связанные с тем, что увеличение ν_x требует использования большого числа сильных квадрупольных линз, которые вносят сильный хроматизм. Его компенсация, в свою очередь, требует большого числа сильных секступолей. Большое количество секступолей, кроме компенсации хроматизма, во втором порядке даёт сильную зависимость частот бетатронных колебаний от амплитуды, что приводит, в свою очередь, к уменьшению динамической апертуры из-за сильных резонансов третьего порядка. Существует несколько способов увеличения динамической апертуры [2,3]. Однако, все они позволяют как-то улучшить ситуацию, не решая её кардинальным образом. Поэтому проблема увеличения динамической апертуры является важной ускорительной задачей будущего развития источников СИ.

Другой возможностью уменьшения эмиттанса является существенное увеличение размеров накопителя при сохранении энергии. Кроме очевидного недостатка связанного с высокой стоимостью этого варианта уменьшения эмиттанса, весьма существенно, что в этом случае должно использоваться только излучение из ондуляторов, так как излучение из поворотных магнитов становится очень мягким. Проблемой является и необходимость использования очень длинных каналов для вывода синхротронного излучения. В качестве примера в таблице 2 приведены для энергии 5 - 6 ГэВ параметры накопителей CESR, PEP, TRISTAN и LEP, для которых проблема динамической апертуры отсутствует из-за не слишком жёсткой фокусировки ($\bar{\beta}_x \sim 60 - 10$ м). Приведены также возможности дальнейшего понижения эмиттанса за счёт повышения жёсткости фокусировки в этих накопителях. Для сравнения приведены параметры накопителя ESRF, для которого проблема динамической апертуры становится уже определяющей.

Дополнительные возможности для получения малого эмиттанса возникают при использовании специальных длинных вигглеров - затухателей [4, 5], уменьшающих в несколько раз время

радиационного затухания. Если в месте постановки вигглеров $\eta = \eta' = 0$, то при малых полях в вигглере дополнительное радиационное затухание ведёт к уменьшению эмиттанса. Однако, с увеличением поля вигглер, подобно обычным дипольным магнитам, возбуждает собственные дисперсионные функции

$$\eta_w \sim \frac{\lambda_u^2 B}{E} \quad \text{и} \quad \eta'_w \sim \frac{\lambda_u B}{E},$$

что ведёт к появлению дополнительного квантового возбуждения. Поэтому период вигглера (λ_u) и величина магнитного поля (B_w) не могут быть очень большими [5]

$$\lambda_u^2 (\text{см}) B_w^3 (\text{т}) < 6.1 \cdot 10^9 \frac{E_{\text{ГэВ}} \int \frac{1}{X} \frac{dX}{X_0} (\text{м} \cdot \text{рад})}{\langle \beta \rangle X \text{ м}} \quad (6)$$

Предложенный вариант такого способа уменьшения эмиттанса на PER [5] требует использования вигглеров с полем $B_w = 1,2 \text{ т}$ и периодом $\lambda_w = 12 \text{ см}$. При длине вигглера 200 м, эмиттанс уменьшается с 5 нм рад до 0,6 нм рад. Этот метод достаточно эффективен для модернизации накопителей PER, PETRA, TRISTAN, имеющих, с одной стороны, длинные прямолинейные промежутки, а с другой - достаточно большую мощность ВЧ питания, необходимую для компенсации дополнительных потерь энергии в вигглерах. Однако и этот метод, кроме очевидных проблем, связанных с выводом мощных пучков СИ из вигглеров, имеет принципиальные ограничения, связанные с большой кубической нелинейностью, вносимой такими вигглерами, так как

$$\frac{\partial \nu}{\partial a^2} = \frac{\pi}{4} \frac{\beta L w e^2 B_w^2}{\lambda_u^2 \gamma^2 \text{ м}^2 \text{ с}^2} \quad (7)$$

Для приведенного выше примера для PER величина $\frac{\partial \nu}{\partial a^2} \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. Дальнейшее увеличение длины вигглера приведёт к увеличению $\frac{\partial \nu}{\partial a^2}$ и уменьшению динамической апертуры.

4. Разработка и создание нового поколения накопителей (ESRF, APS, SPring), планы преобразования накопителей PER и TRISTAN в источники СИ открывают новые экспериментальные возможности, ранее недоступные на накопителях с малой энергией:

а) Генерация фотонов (поляризованных) с рекордной интенсивностью и яркостью в широком спектральном интервале:

- от 100 эВ до 100 КэВ с помощью ондуляторов;
- от 100 КэВ до 3 МэВ с помощью сверхпроводящих вигглеров;
- от 3 МэВ до 30 МэВ с помощью обратного комптоновского рассеяния на далёких инфракрасных лазерных внутрирезонаторных фотонах (без выбывания электронов из пучка);
- от 30 МэВ до 3 ГэВ с помощью обратного комптоновского рассеяния на лазерных фотонах с измерением энергии вторичных фотонов по энергии выбывающего электрона;
- от 3 ГэВ до полной энергии накопителя с помощью обратного комптоновского рассеяния на фотонах зеркально отражённого ондуляторного излучения ($E = 5 - 50 \text{ эВ}$) от предыдущего сгустка, с измерением энергии вторичных фотонов по энергии выбывающего электрона; особенно интересны пучки фотонов полной энергии, имеющие монохроматичность $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} \sim 10^{-2}$ при использовании первичных фотонов ондуляторного излучения с $E \sim 50 \text{ эВ}$.

б) Использование пучков гамма-квантов ($E_\gamma = 1,7 - 2 \text{ МэВ}$) из сверхпроводящего вигглера для получения мощных импульсных потоков нейтронов с помощью фотоядерных реакций [6-8]. При использовании в качестве мишени бериллия, имеющего самый низкий порог для фотоядерных реакций (1,66 МэВ), можно получать без использования замедлителей интенсивный импульсный поток нейтронов (диапазон энергий $10^3 - 10^5 \text{ эВ}$, число нейтронов в импульсе $\sim 10^9$, частота повторения $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ гц}$, длительность импульса $\sim 10^{-9} \text{ сек}$). Для экспериментов с монохроматизацией по времени пролёта уже на базах $\sim 10 \text{ м}$ при энергии нейтронов 100 КэВ можно получить энергетическое разрешение лучше 10^{-3} .

в) Генерация импульсных пучков медленных позитронов высокой яркости за счёт образования электрон-позитронных пар пучком гамма-квантов ($E_\gamma = 1,2 - 1,5 \text{ МэВ}$) из сверхпроводящего вигглера [8]. Сейчас на линейных ускорителях электронов лучшая достигнутая эффективность производства медленных позитронов составляет величину

$$K e^- \longrightarrow e^+_{\text{slow}} \sim 10^{-6} \frac{e^+_{\text{slow}}}{e(E_e \sim 200 \text{ МэВ})} \quad (8)$$

Это обеспечивает поток медленных позитронов $\sim 10^6$ в импульсе длительностью от 10 нсек. до 3 мсек. с частотой повторения 300 гц.

Использование пучков гамма-квантов синхротронного излучения позволит иметь эффективность производства медленных позитронов

$$K_{\gamma} \longrightarrow e^{+} \text{slow} \sim 3 \cdot 10^{-5} \frac{e^{+} \text{ slow}}{\gamma (E_{\gamma} \sim 1,5 \text{ МэВ})} \quad (9)$$

При одной и той же мощности первичных пучков электронов и гамма-квантов (~ 10 квт) поток позитронов будет в 10^4 раз больше при использовании гамма-квантов синхротронного излучения. Соответственно в этом случае обеспечивается $\sim 10^7 e^{+}$ в импульсе длительностью 1 нсек. с частотой повторения $2 \cdot 10^5$ гц. Кроме того, накопители PEP, TRISTAN и LEP могут быть использованы для демонстрации технологических возможностей пучков синхротронного излучения с энергией фотонов 1-10 МэВ. Одно из возможных применений - использование СИ с энергией фотонов 1-2 МэВ в промышленном производстве типа радиационно-химического [9]. Дело в том, что глубина проникновения в лёгкое вещество квантов с энергией порядка 1-2 МэВ (около 10-20 см конденсированного вещества с $Z \sim 15$) такая же, как у электронов с энергией на порядок больше. А при такой энергии электроны производят уже сильную активацию облучаемых объектов. Неактивирующее излучение с такой проникающей способностью понадобится при желании проводить радиационно-химические процессы сразу в крупных готовых объектах, либо при переходе к крупнотоннажным масштабам, когда также потребуются возможно большие глубины проникновения.

В последние годы активно обсуждается очень важная технологическая задача - дезактивация долгоживущих изотопов - продуктов атомных электростанций с помощью интенсивных пучков протонов и электронов. В принципе можно предлагать и применение пучков фотонов, т.к. сечение фотоядерных реакций в районе гигантского резонанса того же порядка, что и для электронов и протонов. В этом случае потребовались бы мегаваттные пучки фотонов с энергией ($E_{\gamma} \sim 5 - 20$ МэВ).

5. Новые экспериментальные возможности, открываемые на пучках СИ с энергией фотонов 1-2 МэВ, масштаб технологических задач вполне допускают создание специального технологического накопителя электронов (позитронов) для генерации Мэв-ных фотонов.

В последние годы успешно начали работать несколько накопителей (COSY, AURORA, HELIOS) с энергией 0,5 + 0,7 ГэВ, созданных на основе сверхпроводящих магнитов с полем 4 - 4,5 т.

Использование таких магнитов позволяет при данной энергии увеличить энергию квантов СИ ($\epsilon_c \sim E^2 B$) и одновременно уменьшить размеры накопителя ($E \sim BR$). В связи с этим возникает естественное желание использовать сильные магнитные поля ($B > 6$ т) в поворотных магнитах накопителей на большую энергию ($E > 2$ ГэВ). Однако этот путь имеет свой предел, определяемый ростом энергетического разброса в пучке и уменьшением времени жизни.

Установившийся энергетический разброс электронов в накопителе определяется диффузией за счёт квантовых флуктуаций синхротронного излучения, с одной стороны, и радиационным затуханием, с другой. Качественно очевидно [1], что среднеквадратичное отклонение энергетического разброса равно числу квантов, излучаемых за время радиационного затухания умноженному на квадрат энергии характеристического кванта

$$\langle \epsilon^2 \rangle \sim \epsilon_c^2 N_{\tau} \quad (10)$$

Поскольку за время затухания излучается полная энергия электрона

$$N_{\tau} \sim \frac{E}{\epsilon_c}$$

$$\text{то } \langle \epsilon^2 \rangle = \epsilon_c E \text{ и } \left(\frac{\sigma E}{E} \right) \sim \sqrt{\frac{\epsilon_c}{E}} \quad (11)$$

так как $\epsilon \sim E^2 B$,

$$\langle \epsilon^2 \rangle \sim E^3 B \text{ и } \left(\frac{\sigma E}{E} \right) \sim \sqrt{EB} \quad (12)$$

Точная формула для накопителя без вигглеров для случая $J_c = 2$

$$\left(\frac{\sigma E}{E} \right)_0 = 0,575 \left(\frac{\epsilon_c}{E} \right)^{1/2} \quad (13)$$

$$\left(\frac{\sigma E}{E} \right)_0 = 0,469 \cdot 10^{-3} \sqrt{E_{\text{ГэВ}} B_{\text{т}}}$$

Благодаря росту энергетического разброса уменьшается время жизни пучка электронов, т.к. хвосты гауссовского распределения по энергии попадают за предельно допустимую величину $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{max}}$, определяемую размером ВЧ-сепаратрисы или динамической апертурой (типичная величина для накопителей $\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{max}} \sim 1 + 2\%$).

Хорошо известно, что для обеспечения времени жизни больше 10 часов необходимо иметь

$$K = \frac{\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{max}}}{\left(\frac{\sigma E}{E} \right)_0} \geq 6 \quad (14)$$

Учитывая всё вышесказанное, легко показать [10], что

$$\left(\frac{\Delta E}{E} B\right)_{\max} < \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\max}^2 \frac{4,6 \cdot 10^6}{K^2} \quad (15)$$

На рис. 3 в координатах $E - B$ представлено семейство кривых $\epsilon_c = \text{const}$ и граница $(E B)_{\max}$, определяющая предельную величину ведущего магнитного поля, которое может быть использовано в накопителях.

6. Рассмотрим вопрос о генерации СИ с энергией фотонов 1-20 МэВ. Из рис. 2 очевидно, что генерация таких квантов из поворотных магнитов практически невозможна, и единственным выходом является использование относительно коротких сверхпроводящих вигглеров на накопителях с энергией 10-100 ГэВ. В этом случае необходимо понять принципиальные ограничения получения высокого к.п.д. генерации Мэв-ных фотонов, учитывая возможные технологические применения таких пучков.

Оценим эффективность генерации фотонов с энергией 1 - 20 МэВ на накопителе, где установлен вигглер с полем B_w , значительно превышающим поле в поворотных магнитах B_0 , и длиной L_w , выбранной так, чтобы мощность синхротронного излучения из вигглера составляла малую часть от полной мощности излучения. При этих условиях энергия квантов из вигглера в $\frac{B_w}{B_0}$ раз превышает энергию квантов из поворотных магнитов, а время радиационного затухания определяется излучением в поворотных магнитах.

В этом случае качественно очевидно, что среднеквадратичное отклонение энергетического разброса определяется квадратом энергии характеристического кванта из вигглера

$$\epsilon_{cw} \sim E^2 B_w$$

и числом этих квантов, излучаемых за время затухания

$$N_{\tau_w} = \frac{E}{\epsilon_{c0}} \frac{B_w L}{2\pi\rho B_0} \quad (16)$$

(множитель $\frac{B_w L}{2\pi\rho B_0}$ характеризует, какую часть угла поворота электрон движется в поле вигглера)

$$\langle \epsilon^2 \rangle_w = \epsilon_{cw}^2 N_{\tau_w} = \frac{\epsilon_{cw} E}{\epsilon_{c0}} \frac{B_w L}{2\pi\rho B_0} \quad (17)$$

Обозначим отношение мощности синхротронного излучения из вигглера к мощности излучения из поворотных магнитов через ξ , как к.п.д. генерации из вигглеров

$$\xi = \frac{P_w}{P_0} = \frac{L_w B_w^2}{2\pi\rho_0 B_0^2} \quad (18)$$

Тогда установившийся энергетический разброс

$$\langle \epsilon^2 \rangle_w \sim \frac{\epsilon_{cw}^2}{\epsilon_{c0}} E \xi \frac{B_0}{B_w} = \epsilon_{cw} E \xi \quad (19)$$

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)_w \sim \sqrt{\frac{\epsilon_{cw}}{E}} \xi$$

Увеличение энергетического разброса опять же приводит к уменьшению времени жизни, если

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right)_w > \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\max} \frac{1}{K} \quad (20)$$

Этот эффект определяет максимальную величину η при использовании вигглеров

$$\xi_{\max} \sim \frac{1}{K^2} \frac{E}{\epsilon_{cw}} \left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\max}^2 \quad (21)$$

Точная формула для энергетического разброса в пучке для накопителя с вигглером [5], справедливая для всех значений B_w и L_w :

$$\left(\frac{\sigma E}{E}\right)_w^2 = \left(\frac{\sigma E}{E}\right)_0^2 \frac{1 + \frac{4}{6\pi^2} \frac{L_w}{\rho_0} \left(\frac{B_w}{B_0}\right)^2}{1 + \frac{1}{4\pi} \frac{L_w}{\rho_0} \left(\frac{B_w}{B_0}\right)^2} \quad (22)$$

Видно, что благодаря вигглеру энергетический разброс увеличивается, если поле в вигглере $\frac{B_w}{B_0} > \frac{3\pi}{8}$

Выразив энергетический разброс в пучке через энергию характеристического кванта из вигглера и величину

$$\xi = \frac{P_w}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{L_w B_w^2}{2\pi\rho_0 B_0^2} \quad (23)$$

(1/2 за счёт синусоидального поля в вигглере при больших B_w), учитывая (21 -23) получим

$$\left(\frac{\Delta E}{E}\right)_{\max}^2 > 0,33 K^2 \frac{\epsilon_{cw}}{E} \frac{B_0}{B_w} \frac{1 + \frac{8}{3\pi} \xi \frac{B_w}{B_0}}{1 + \xi} \quad (24)$$

При $\xi < 1$ легко получить простое выражение для максимально возможного к. п. д.

$$\xi \approx \frac{3 \cdot 6}{\kappa^2} \frac{E}{\epsilon_{CW}} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\max}^2 - \frac{3\pi}{8} \frac{V_0}{V_w} \quad (25)$$

При нашем определении ξ условие (15) есть граница области генерации с к. п. д. ~ 1 . За этой границей к. п. д. всегда меньше 1 и определяется формулой (25).

Реальный к. п. д., конечно, всегда меньше, так как необходимо учесть энергопотребление накопителя. Однако, при использовании сверхпроводящих катушек в магнитах основного поля сверхпроводящих ВЧ-резонаторов эти энергозатраты можно минимизировать и получить реальный технический к. п. д. $\sim 10\%$.

В таблице 3 приведены оценки возможностей использования LEP, TRISTAN и PEP для генерации Мэв-ных фотонов.

Литература:

1. Sands M. Physics of electron storage rings: An introduction.- Stanford:SLAC,1970.- 172 p.- (SLAC report; N 121).
2. Willeke F. Summary of working group on compensation schemes // Proc. of Second advanced ICFA beam dynamics workshop on aperture-related limitations of the performance and beam life-time in storage rings, April,1988. - Geneva: CERN,1988.- P. 164-173.- (CERN 88-04).
3. Cornacchia M., Halbach K. Modified sextupoles // Lect. at the first ICFA School on beam dynamics and engineering of synchrotron light sources, May 1990, Trieste. -
4. Le Duff J. Current and current density limitations in existing electron storage rings // Nucl. instrum. meth. phys.res. Sec.A.-1985.- V. A239,N 1.- P. 83-101.
5. Wiedemann H. PEP positron electron project as a high brightness synchrotron radiation source // PEP workshop: Proc., Oct. 1987.- P. 18-38.
6. Еремеев И.П. Нейтронный фокус в бериллии в поле синхротронного излучения // Письма в ЖЭТФ. - 1978. - Т. 27, N 1. - С. 13-17.
7. Hofmann A. Synchrotron radiation from the large electron-positron storage ring // Physics reports.- 1981.- Vol. 64, N 5. - P. 253-281.
8. Кулипанов А.Н., Скринский А.Н. Синхротронное излучение и его применение // Воспоминания о И. Я. Померанчуке. - М.: Наука, 1988. - С. 246-266.

9. Кулипанов Г.Н., Скринский А.Н. Использование синхротронного излучения: Состояние и перспективы // УФН. - 1977. - Т. 122, вып. 3. - С. 369-418.

10. Kulipanov G.N. Projects of SR sources including research and development for insertion devices in the USSR // Nucl.instrum. and meth. in phys.res.Sec.A.- 1991.-V. 303, N 3.- P. 453-447.- Тоже: Препринт ИЯФ СО АН СССР.-Новосибирск, 1990. - N 90-135.

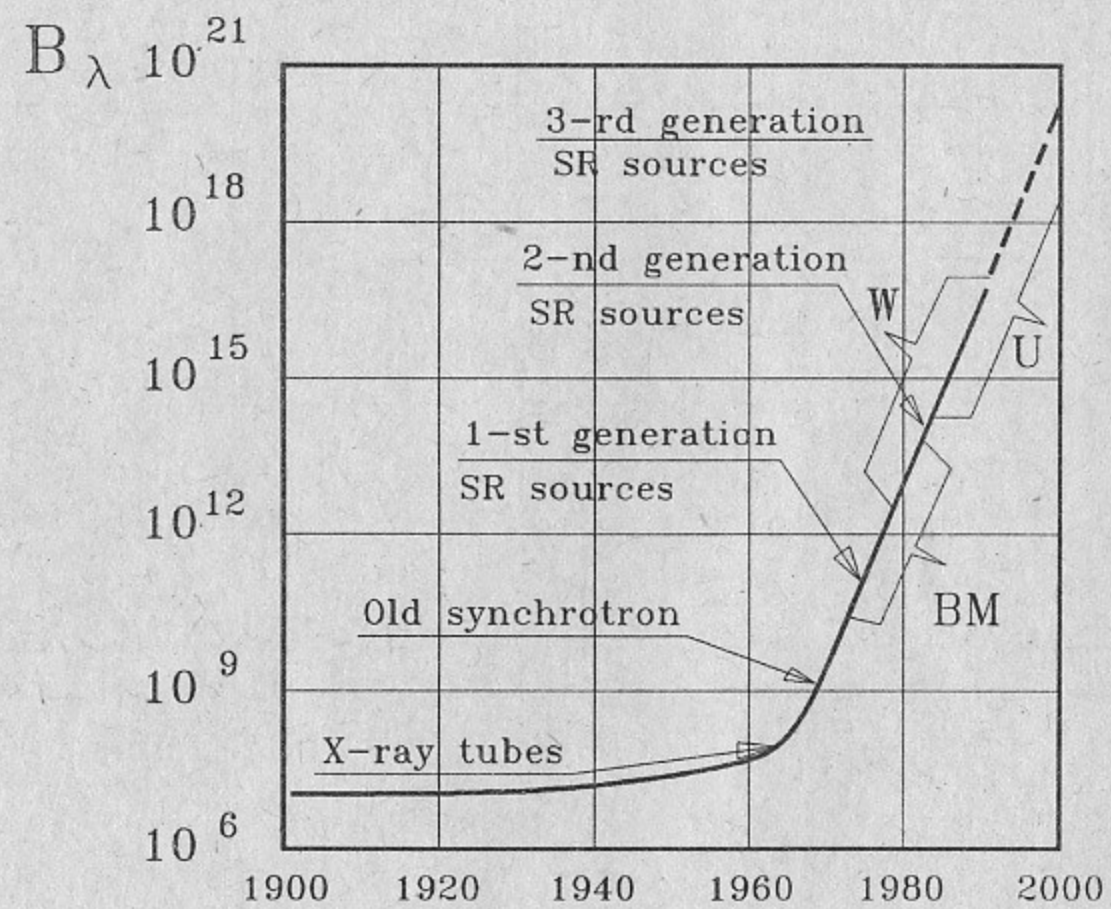


Рис. 2

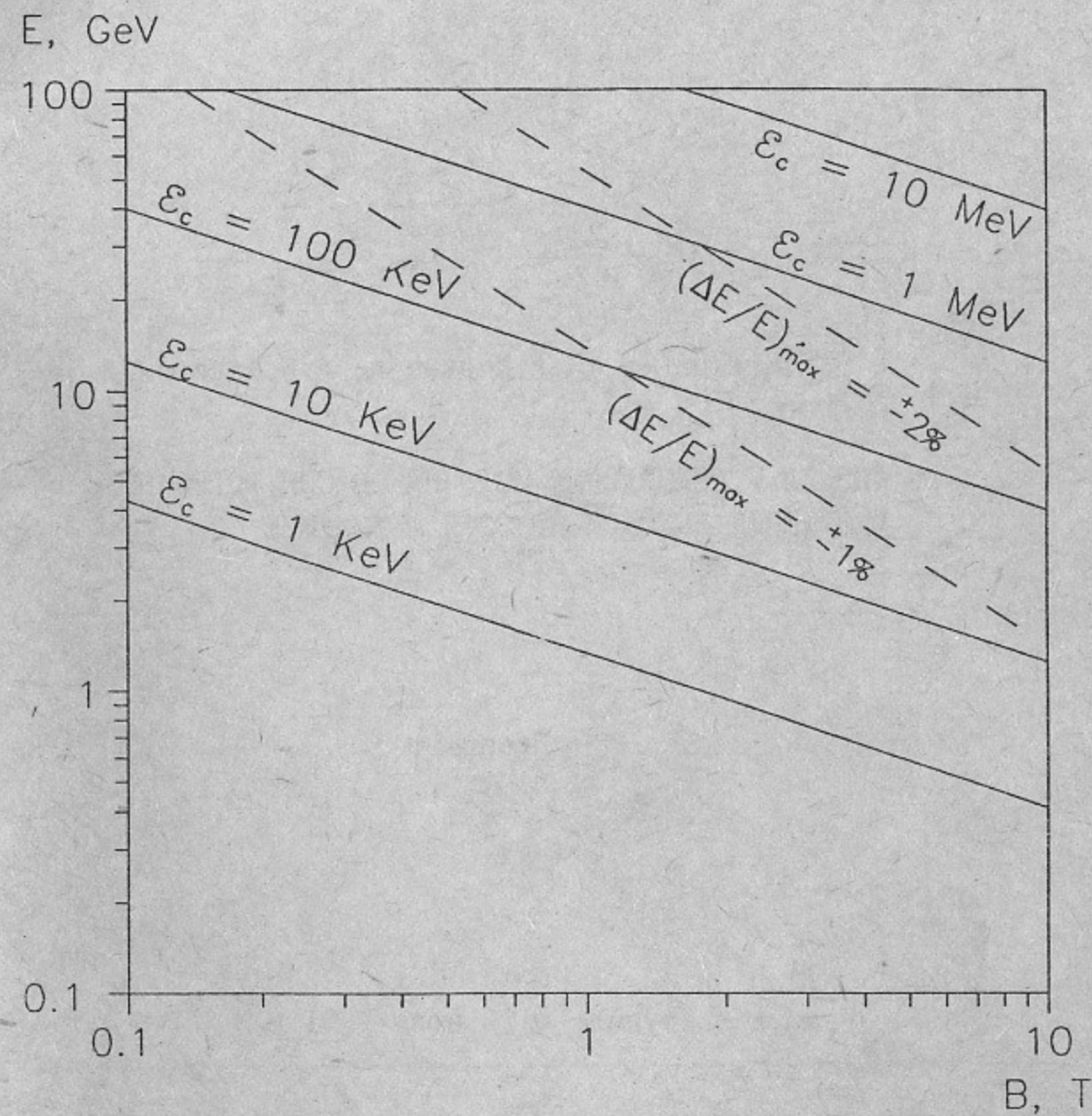


Рис. 3.

Г.Н.Кулипанов, Н.А.Мезенцев, А.Н.Скринский

ФИЗИКА И ТЕХНОЛОГИЯ ИСТОЧНИКОВ СИНХРОТРОННОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЯРКОСТИ - БУДУЩЕЕ

Препринт
№ 91-77

Работа поступила - 22 июля 1991 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 31.07.1991 г.
Формат бумаги 60x90 1/16 Объем 1,4 печ.л., 1,1 учетно-изд.л.
Тираж 250 экз. Бесплатно. Заказ № 77.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90