

МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ
С СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Л. Н. Вячеславов, М. В. Иванцовский, О. И. Мешков,
С. С. Попов, В. В. Смалюк*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН,
Новосибирск, Россия

ВВЕДЕНИЕ	451
МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ	453
Измерение поперечных размеров пучка.	
Люминофорные экраны	454
Некоторые свойства синхротронного излучения	457
Регистрация изображения пучка в оптической области при помощи проекционной оптики	463
Измерение орбиты пучка оптическими методами	466
Измерение поперечных размеров пучка при помощи камеры-обскуры	467
Многоточечная камера-обскура	468
Проекционная оптика, работающая в рентгеновском диапазоне	472
Интерферометрия	475
Диагностика поперечного профиля пучка с поворотным временным разрешением	478
Лазерный сканер	484
ИЗМЕРЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА	486
Диссектор	486
Стрик-камера	490
Высокочастотная стрик-камера (RF Streak Camera)	496
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	497

МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЛАЗМЫ С СИЛЬНОТОЧНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

*Л. Н. Вячеславов, М. В. Иванцовский, О. И. Мешков,
С. С. Попов, В. В. Смалюк*

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН,
Новосибирск, Россия

Оптические диагностики широко используются и в экспериментах по физике плазмы, и для измерений параметров электронных и позитронных пучков в ускорителях. При этом зачастую применяются «идеологически» идентичные подходы, что объясняется совпадением некоторых свойств изучаемых объектов, несмотря на то, что эти разделы физики совершенно специфичны и требуют применения специализированных методик. Возможность тесного общения ученых, решающих схожие проблемы в различных областях науки, способствует плодотворному обмену идеями и помогает эти проблемы преодолевать. Это особенно характерно для ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН, известного своими пионерскими работами в области электрон-позитронных коллайдеров и управляемого термоядерного синтеза. В разд. 1 дан обзор оптических диагностик стационарных параметров пучка в циклических ускорителях электронов и позитронов. Рассмотрены лишь те методики, которые стали признанным инструментарием на коллайдерах и накопительных кольцах последнего поколения и без которых рутинную эксплуатацию установки сложно представить. В разд. 2 описаны диагностики, используемые в экспериментах по нагреву плазмы мощным электронным пучком.

Optical diagnostics are widely used both at experiments of plasma physics and for measurements of parameters of electron/positron beams in accelerators. The approaches, applied for that, often have the same methodological basement which is explained by similarity of properties of the studied phenomena. Nevertheless, these branches of physics are very specific and demand a special diagnostics. Possibility of closed contacts and cooperation between scientists solving similar problems at different areas of physics promotes to overcome these problems. It is especially typical for BINP SB RAS known by pioneering works at electron-positron colliders and nuclear fusion. The first part of the article contains a review of optical diagnostics that are recognized tools at colliders and storage rings. The second part describes the diagnostics that are used at the experiments of plasma heating by high-current electron beam.

PACS: 13.66.-a; 52.27.Er

ВВЕДЕНИЕ

ИЯФ им. Г. И. Будкера СО РАН является одним из лидеров российской и мировой науки в области электрон-позитронных коллайдеров и исследований по проблемам управляемого термоядерного синтеза (УТС). Основателем и

первым директором Института академиком Г. И. Будкером были предложены и реализованы идеи встречных пучков для исследований по физике высоких энергий и открытых ловушек для экспериментов в области УТС.

Оптические диагностики широко используются в экспериментах по физике плазмы и для измерений параметров электронных и позитронных пучков в ускорителях. При этом зачастую применяются «идеологически» идентичные подходы, что объясняется совпадением некоторых свойств изучаемых объектов и в связи с этим совпадением требований к методам измерения их параметров.

В подавляющем большинстве экспериментов обязательным свойством диагностики является ее бесконтактность. Как в случае исследования взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка (РЭП) с плазмой, так и в случае измерения параметров электронного пучка в кольцевом ускорителе (коллайдере) любой физический контакт с объектом исследования либо исказит его свойства, либо уничтожит диагностический инструмент. Поэтому вполне естественно, что для исследования плазмы используется ее собственное излучение либо рассеяние излучения лазера на электронах плазмы, а для измерений параметров пучка в кольцевых ускорителях электронов и позитронов широко применяется регистрация синхротронного излучения (СИ). В обоих случаях зачастую удается проводить измерения в оптической области спектра, что обуславливает применение практически идентичных детекторов излучения и оптических элементов.

Основными параметрами плазмы являются ее температура и плотность. Аналогичные величины для электронного пучка в ускорителе — ток (число частиц в банче), энергетический и угловой разброс. Весьма важной характеристикой обоих объектов является время жизни. При этом, однако, помимо параметров основной части функции распределения, в обоих случаях описываемой функцией Гаусса, значительный интерес представляет информация о той ее части, что находится за пределами $\pm 3\sigma$. Основное энергосодержание плазмы, нагретой РЭП, содержится именно в «хвостах» функции распределения электронов, имеющих плотность на уровне $(10^{-2}-10^{-3}) \langle n_e \rangle$, где $\langle n_e \rangle$ — средняя плотность электронов плазмы. В случае электрон-позитронного коллайдера «хвостовая» часть пучка отвечает за время жизни частиц в накопителе и фоновую загрузку детектора. Перечисленные параметры являются важнейшими характеристиками современных установок, поэтому для выбора оптимального состояния функционирования ускорителя желательно иметь достоверное представление о распределении частиц в пучке, причем не только в центральной части, но и в «хвостах».

В физике ускорителей всегда имелся интерес к изучению распределения частиц в пучке при исследовании разного рода быстрых неустойчивостей, таких как эффектов встречи, нелинейной динамики пучков, квадрупольных неустойчивостей и т.п. Для этого необходимо обеспечить пооборотное из-

мерение динамики профиля пучка одновременно с измерением положения его центра тяжести на протяжении десятков, а то и сотен тысяч оборотов. В исследованиях по взаимодействию РЭП с плазмой значительный интерес представляет выяснение механизма ленгмюровского коллапса, проявляющегося, в частности, в виде каверн на профиле плотности с размерами в доли миллиметра и временем жизни несколько десятков наносекунд, что много меньше характерного размера всей плазмы, длительности инъекции РЭП и времени жизни плазмы в ловушке.

Кроме вышеперечисленного оба объекта исследования ронит плохая воспроизводимость многих исследуемых явлений, что особенно типично для всякого рода неустойчивостей. Это заставляет использовать многоканальные диагностики, чтобы регистрировать всю протяженность события в пространстве и времени с достаточным разрешением.

Несмотря на общие методологические основы у диагностик, применяемых в исследованиях по физике плазмы и физике ускорителей, эти разделы физики, разумеется, совершенно специфичны, и их изучение требует применения специализированных методик, поэтому статья разбита на два раздела. Однако необходимо отметить, что возможность тесного общения физиков, решающих схожие проблемы в различных областях науки, способствует плодотворному обмену идеями и помогает эти проблемы преодолевать.

1. МЕТОДЫ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПУЧКОВ В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

Как известно, примерно 90 % информации об окружающем мире человек получает при помощи зрения. В этом смысле все методы диагностики пучков в циклических ускорителях электронов и позитронов могут быть названы оптическими. Для того чтобы сузить круг методик, о которых пойдет речь в статье, определим как «оптические» те диагностики, в которых основную роль играют способы построения изображения, типичные для фотографии, либо какими-то способами производится регистрация электромагнитного излучения в оптической области спектра, либо используются волновые свойства света. Под циклическими ускорителями при этом подразумеваются электрон-позитронные коллайдеры и источники синхротронного излучения. В дальнейшем (с некоторыми исключениями) речь пойдет о диагностике стационарных значений параметров пучка, кроме того, термин «циклические» в большинстве случаев будет опускаться.

При текущей эксплуатации ускорителя оптическая диагностика должна, как правило, поставлять информацию о поперечных $\sigma_{x,y}$ и продольном σ_z

размерах пучков; опционально — о времени жизни пучка; распределении тока пучка по банчам; частотах колебаний пучка; энергетическом разбросе пучка; абсолютном значении тока пучка и т. д., в зависимости от фантазии физика, ответственного за диагностику, и запросов пользователей ускорителя. Если все параметры, перечисленные как опциональные, могут быть получены при помощи неоптических средств диагностики [1], то непрерывное измерение геометрических размеров пучка осуществимо лишь с помощью определенных выше оптических методов, и логично поэтому сосредоточиться именно на этом их использовании. Важной особенностью электрон-позитронных циклических машин является применение в оптической диагностике пучка синхротронного излучения частиц, на чем основано огромное число методов измерения $\sigma_{x,y,z}$ [2], предложенных и реализованных на десятках ускорителей по всему миру. Мы остановимся лишь на тех, которые стали признанным инструментарием на коллайдерах и накопительных кольцах последнего поколения и без которых рутинную эксплуатацию установки представить так же сложно, как, например, без пикап-электродов.

1.1. Измерение поперечных размеров пучка. Люминофорные экраны.

Эти устройства являются наиболее простым и доступным средством наблюдения за параметрами пучка и применяются абсолютно на всех видах ускорителей заряженных частиц. На циклических ускорителях люминофорные экраны (fluorescent screens или beam flags) используются преимущественно для замыкания первого оборота пучка, т. е. без этой диагностики невозможно представить ввод машины в эксплуатацию. Простейший люминофорный экран представляет собой пластину с нанесенным на нее слоем люминофора — вещества, излучающего фотоны видимого света под воздействием падающего излучения, в нашем случае — электронного или позитронного пучка. Экраны широко применяются также для регистрации протонных и ионных пучков [3]. Механизмы излучения на молекулярном уровне в разных люминофорах различны и не для всех из них хорошо выяснены [4].

Экран вводится в вакуумную камеру ускорителя при помощи дистанционно управляемого привода. В последнее время в большинстве конструкций используется пневматический ввод (рис. 1), достоинством которого является оперативность: время введения экрана в камеру составляет 1–2 с.

Наиболее популярным способом помещения экрана в вакуумную камеру ускорителя является так называемая конструкция *in air*. При этом экран вдвигается в камеру вместе с тонкостенной трубкой из нержавеющей стали внутри высоковакуумного сильфона, причем сам экран расположен в атмосфере. Конструкция удобна тем, что позволяет легко осуществлять замену экранов и отказаться от высоковакуумных оптических окон, однако пространственное разрешение диагностики снижается из-за рассеяния пучка на стенке трубки. Например, электроны с энергией 200 МэВ, прошедшие через 0,5 мм нержа-

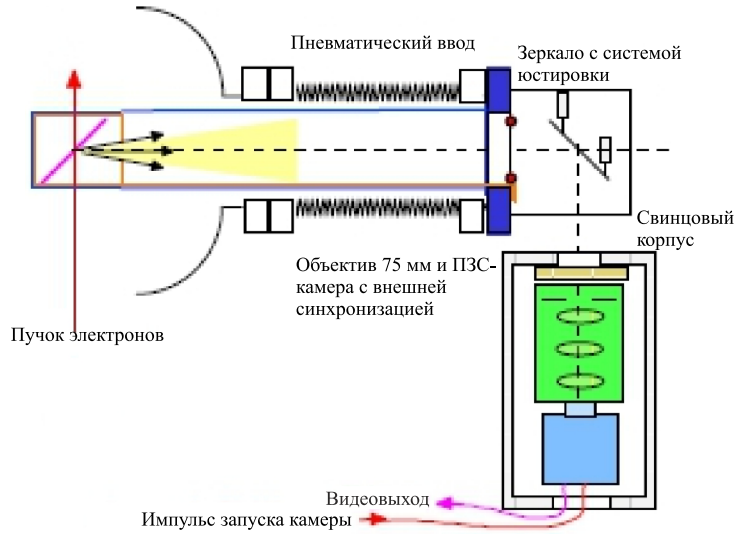


Рис. 1. Схематическое устройство люминофорного экрана [5]

вещей стали, рассеиваются на угол

$$\theta_s = \frac{13,6 \text{ МэВ}}{\beta c p} Z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,0038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \approx 10 \text{ мрад,}$$

где $\beta = v/c$ — релятивистский фактор, p — в МэВ/c, $Z = 1$ для электронов, $x = 0,5 \text{ мм}$ и $X_0 \approx 24,5 \text{ мм}$ — радиационная длина для нержавеющей стали. Для характерного размера экрана около 30 мм рассеяние вызывает увеличение пучка на 0,15 мм. Эффектами рассеяния можно пренебречь при энергиях частиц диапазона гигаэлектронвольт.

Как правило, экран располагается под углом 45° к траектории пучка. Свет, испущенный люминофором, регистрируется ПЗС-камерой (рис.2). Полученное изображение позволяет определить поперечные размеры и координаты пучка с точностью масштаба десятков микрометров, в зависимости от типа экрана.

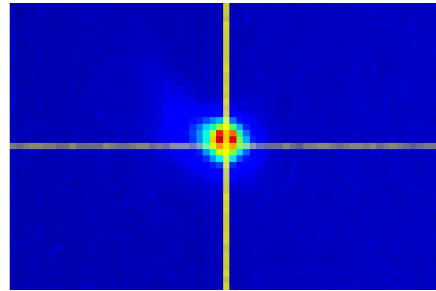


Рис. 2. Изображение пучка в ускорителе ESRF на люминофорном экране из $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ [5]

Самыми распространенными материалами, используемыми для изготовления люминофорных экранов, являются следующие.

1. *Порошковые люминофоры (phosphors)*. Люминофорный экран изготавливается путем нанесения люминесцентного порошка на металлическую подложку. Разрешение такого люминофора ограничивается средним размером зерна (2–3 мкм), однако из-за многократного рассеяния в веществе обычно составляет несколько десятков микрометров. Время высвечивания таких люминофоров составляет, как правило, несколько миллисекунд. Необходимо отметить, однако, что порошковый люминофор J9758 Hamamtsu имеет время высвечивания 500 пс!

Состав люминофорных порошков весьма разнообразен, в табл. 1 и на рис. 3 представлена лишь малая доля веществ, используемых в настоящее время.

Таблица 1. Состав и свойства некоторых люминофоров

Люминофор	Цвет излучения	Длительность свечения, мкс
1. ZnS	Зеленый	1250
2. Gd ₂ O ₂ S:Tb	Зеленый	750
3. (ZnS, CdS):Ag	Зеленый	1250
4. Y ₂ O ₂ S:Tb	Синий	1000
5. Gd ₂ O ₂ S:Eu	Красный	250

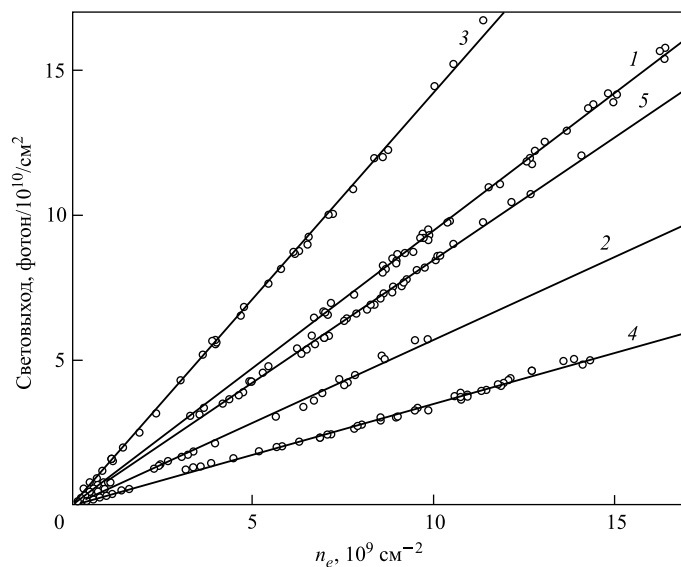


Рис. 3. Световыход люминофоров, перечисленных в табл. 1, в зависимости от плотности тока пучка электронов с энергией 354 МэВ [6]

Люминофоры излучают в широкой области спектра, поэтому в табл. 1 указан лишь цвет свечения, воспринимаемый человеческим глазом.

2. *Кристаллические люминофоры (crystals)*. Наиболее распространенным в последнее время стал иттрий-алюминиевый гранат, легированный церием (YAG:Ce). Ранее был популярен кристалл рубина ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}$). Толщина кристалла определяет его пространственное разрешение и чувствительность диагностики. Очевидно, эти величины обратно пропорциональны друг другу, поэтому на выбор данного параметра экрана влияют требования, предъявляемые к диагностике. Для кристаллов YAG:Ce достигнуто пространственное разрешение 10 мкм. Время высвечивания кристаллов лежит в диапазоне сотен наносекунд – единиц микросекунд.

3. *Полимерные люминофоры*. Люминофорные экраны, изготовленные из органических полимерных материалов, обладают высоким световыходом и временем излучения в десятки – сотни наносекунд, однако их использование ограничено низкой радиационной стойкостью.

Основными характеристиками люминофоров являются световыход, измеряемый в фотон/см²/МэВ, и линейность, т. е. пропорциональность световыхода плотности падающего потока частиц. Первый тип люминофоров линейен вплоть до плотности пучков 10^{13} частиц/см² [4], правда, эти данные относятся к электронам с энергией в несколько килоэлектронвольт. Измерения, проведенные для области релятивистских энергий [6], дают значения не менее 10^{11} $e^-/\text{см}^2$ (рис. 3, 4), что вполне достаточно в большинстве практически важных случаев. Пороговая чувствительность люминофоров составляет приблизительно 10^7 частиц/см².

Очевидно, люминофорные экраны относятся к разрушающему виду диагностики, и в этом состоит их основной недостаток. Кроме того, предельно достижимое пространственное разрешение как для порошковых люминофоров, так и для кристаллов не лучше 10 мкм. Для измерения поперечного профиля пучка с высоким пространственным разрешением в установках с малым (менее 10 нм · рад) эмиттансом пучков применяются экраны, основанные на регистрации оптического переходного излучения [7] (optical transition radiation, OTR), несмотря на то, что световыход этого эффекта на 2–3 порядка уступает световыходу люминофоров. Выяснилось, однако [8], что регистрируемые с помощью OTR профили пучков искажаются из-за когерентных эффектов на масштабах в несколько микрометров, т. е. сравнимых с длиной волны света. Вследствие этого интерес к возможности использования люминофоров для «тонких» экспериментов, особенно для диагностики пучков в линейных ускорителях, вновь возрос.

1.2. Некоторые свойства синхротронного излучения. Применение СИ для диагностики пучков в ускорителях электронов и позитронов имеет давнюю и богатую историю [9, 10]. Его использование лежит в основе подавляющего большинства оптических диагностик на электрон-позитронных ускорителях.

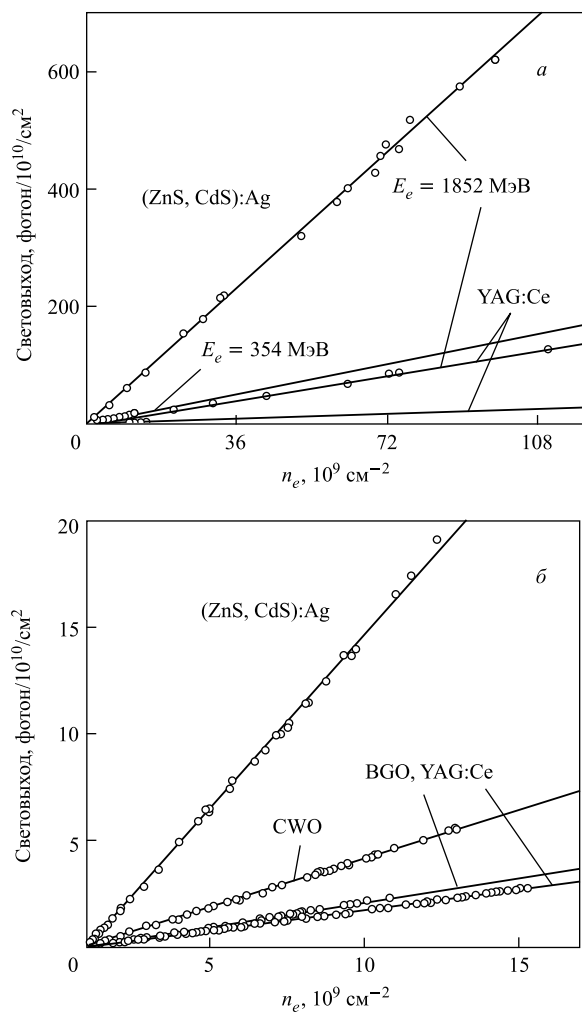


Рис. 4. *а*) Световыход люминофора (ZnS, CdS):Ag и кристалла YAG:Ce толщиной 0,5 мм под воздействием пучка электронов различной плотности при разных энергиях. *б*) Сравнение световыхода люминофора (ZnS, CdS):Ag и нескольких кристаллов при энергии электронов $E = 354 \text{ МэВ}$

телях. На всех конференциях DIPAC (Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators) представлены многочисленные доклады по этой тематике [2]. Методы диагностики пучков, основанные на использовании СИ, продолжают успешно развиваться. Энергия ЛНС позволяет применять для диагностических целей даже СИ протонов [11]. Свойства СИ хорошо изу-

чены и описаны в многочисленных публикациях, курсах лекций, учебниках и монографиях [12–14]. Основные особенности СИ состоят в следующем:

- все параметры излучения (интенсивность, поляризация, расходимость) точно рассчитываются;
- излучение поляризовано;
- малая ($\approx 1/\gamma$) угловая расходимость в вертикальной плоскости;
- широкий спектральный диапазон, от субмиллиметровых длин волн до жесткого рентгеновского излучения;
- излучение имеет периодическую временную структуру, длительность одного импульса с высокой точностью определяется длиной излучающего пучка.

Ниже будут приведены лишь формулы и оценки, существенные для разбираемых в данном обзоре диагностических методов. Все они относятся только к СИ, испускаемому из поворотных магнитов, не принимается в расчет поляризация СИ, так как в описываемых диагностиках это свойство излучения не использовалось. Численные оценки приведены для двух диагностических портов вывода СИ на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-4М [15], работающем в диапазоне энергий 1,1–4 ГэВ. Радиусы кривизны траектории пучка в этих точках орбиты равны $R_1 = 45,5$ м и $R_2 = 28$ м. Излучение из магнита 1 используется для проведения измерений в оптической части спектра, из магнита 2 регистрируется мягкое рентгеновское излучение, прошедшее сквозь разделительную бериллиевую фольгу.

На рис. 5 схематически изображено угловое распределение СИ, испускаемое ультрарелятивистской частицей, движущейся по круговой траектории. В вертикальной плоскости излучение в основном сосредоточено в телесном угле $d\Omega \approx 1/\gamma$.

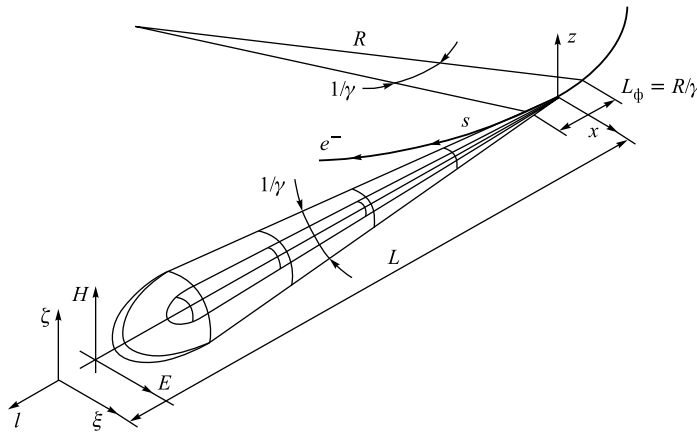


Рис. 5. Угловое распределение мощности СИ ультрарелятивистского электрона, движущегося по окружности [12]

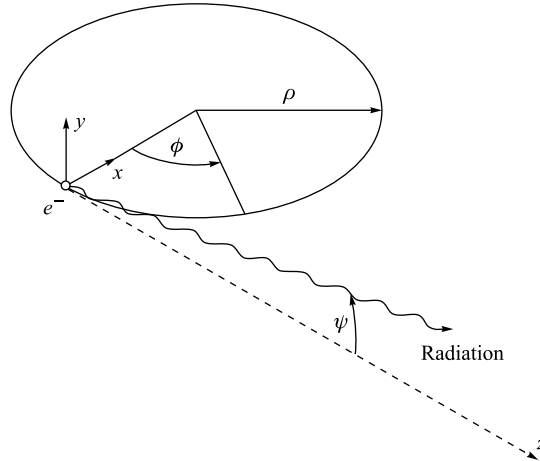


Рис. 6. Геометрия наблюдения СИ, испускаемого электроном в поворотном магните

На рис. 6 определена геометрия наблюдения.

Для оценок существенными являются следующие величины.

Критическая длина волны λ_c СИ из поворотного магнита R_1 : $\lambda_c = R_1/\gamma^3 \approx 5,59R_1(\text{м})/E(\text{ГэВ}) \approx 191 \text{ \AA}$ при энергии $E = 1,1 \text{ ГэВ}$, что соответствует энергии фотонов 65 эВ. Это значит, что оптическая часть спектра

СИ из этого магнита при любых энергиях, на которые рассчитан ВЭПП-4М, находится в области длин волн $\lambda \ll \lambda_c$.

Полная мощность пучка СИ, излучаемая в пределах угла $\Delta\psi$ [12]:

$$P(\text{кВт}) \approx \frac{14,079E^4(\text{ГэВ})}{R(\text{м})} I(\text{А}) \cdot \Delta\psi.$$

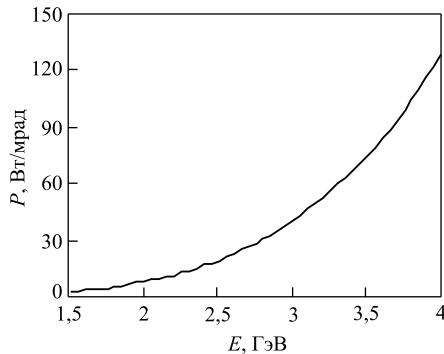


Рис. 7. Зависимость полной мощности СИ из поворотного магнита 2 от энергии ВЭПП-4М

из камеры заметная доля СИ поглощается в охлаждаемой бериллиевой фольге. Это обстоятельство особенно существенно при энергии ускорителя $E < 1,8 \text{ ГэВ}$.

На рис. 7 показана зависимость полной мощности СИ, испускаемой из магнита 2, от энергии ВЭПП-4М для тока пучка в 1 мА. В действительности, при выводе излучения

Спектральное распределение мощности СИ в единицу телесного угла [9]

$$\frac{d^2 P}{d\Omega d\omega} = \frac{P_0 \gamma}{\omega_c} [F_\sigma(\omega, \psi) + F_\pi(\omega, \psi)],$$

где

$$F_\sigma(\omega, \psi) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^3 \left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right)^2 (1 + \gamma^2 \psi^2)^2 K_{2/3}^2 \left(\left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right) (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \right),$$

$$F_\pi(\omega, \psi) = \left(\frac{3}{2\pi}\right)^3 \left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right)^2 \gamma^2 \psi^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) K_{1/3}^2 \left(\left(\frac{\omega}{2\omega_c}\right) (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} \right).$$

Спектральный поток фотонов [12]

$$\dot{N}(\lambda)(\text{с}^{-1} \cdot \text{мрад}^{-1}) = 2,46 \cdot 10^{16} I(\text{А}) E(\text{ГэВ}) \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad \frac{\lambda}{\lambda_c} \gg 1,$$

где R — в м, λ — в Å , $\eta(\lambda/\lambda_c)$ — универсальная спектральная функция, определяющая спектральные характеристики синхротронного излучения в зависимости от параметра λ/λ_c (рис. 8).

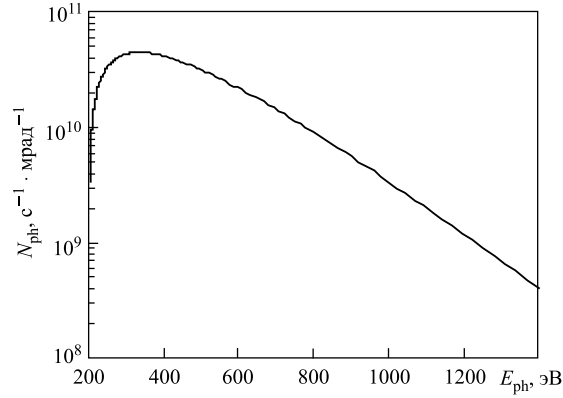


Рис. 8. Распределение фотонов по энергии для СИ, испускаемого из поворотного магнита 2 при энергии ВЭПП-4М $E = 1852$ МэВ

Спектральный поток фотонов, испускаемых в оптическом диапазоне [12]:

$$\dot{N}(\lambda)(\text{с}^{-1} \cdot \text{мрад}^{-1}) = 9,35 \cdot 10^{16} I(\text{А}) \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{1/3} \frac{\Delta\lambda}{\lambda},$$

где R — в м, λ — в Å , $\lambda/\lambda_c \gg 1$.

Для фотонов видимой области спектральная мощность и спектральный поток фотонов на данной длине волны λ в относительном интервале длин волн $\Delta\lambda/\lambda$ равны [12]:

$$P_\lambda (\text{Вт/мрад}) = P_\Sigma \frac{0,62}{\lambda/\lambda_c} \eta \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right) \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 48,6 \frac{I(a)E(\text{ГэВ})}{\lambda(\text{Å})}.$$

Мощность и спектральный поток фотонов в видимой области для магнита 1 при энергии $E = 1,7$ ГэВ будут равны:

$$P_\lambda = 1,22 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/мрад}, \quad \dot{N}_\lambda = 1,4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \text{мрад}^{-1}.$$

При этом число фотонов видимого спектра СИ, излучаемых за один пролет пучка, равно:

$$N_\lambda = 1,7 \cdot 10^7 \text{ мрад}^{-1}.$$

На рис. 9 показано распределение фотонов в диапазоне 4000–10000 Å, излучаемых из магнита 1 при энергии ВЭПП-4М $E = 1852$ МэВ и токе пучка $I_b = 1$ мА.

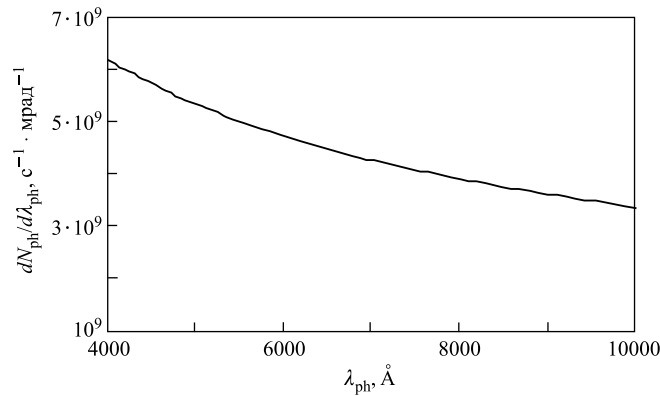


Рис. 9. Спектральное распределение фотонов, излучаемых из магнита 2 в области длин волн 4000–10 000 Å, $E = 1852$ МэВ, $I_b = 1$ мА

Угловая расходимость СИ в вертикальной плоскости в оптическом диапазоне не зависит от энергии ускорителя и определяется выражением [9]

$$\psi_{\text{rms}} \approx \sqrt{\frac{1}{2} \frac{Ai(0)}{-Ai'(0)}} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \right)^{1/3} = 0,4488 \left(\frac{\lambda}{\rho} \right)^{1/3}.$$

Для магнита 1 расходимость излучения на длине волны 5000 Å равна 1,003 мрад.

Дифракционный предел, определяющий пространственное разрешение диагностики, равен $d_{\min} = \lambda/4\pi\psi_{\text{rms}} \approx 40$ мкм для длины волны 5000 Å. Фактически возникновение дифракционного предела связано с принципом неопределенности. Для многих современных установок именно дифракционный предел устанавливает ограничение на точность измерения поперечных размеров пучка в оптическом диапазоне. Например, на источнике СИ ESRF (Гренобль, Франция), работающем на энергии 6 ГэВ, вертикальный размер пучка $\sigma_y = 30$ мкм, а дифракционный предел на длине волны 500 нм составляет 260 мкм.

Видимый радиальный размер $d_r \approx (1/2)R_1\psi_{\text{rms}}^2 \approx 100$ мкм для магнита 1 на длине волны 5000 Å.

Длительность импульса СИ, излученного одним электроном, $\Delta t \approx R/c\gamma^3$ и обычно не превышает 10^{-15} с. Этот интервал определяется разницей во времени движения по орбите между электроном и излучаемым им фотонами (рис. 10) [13].

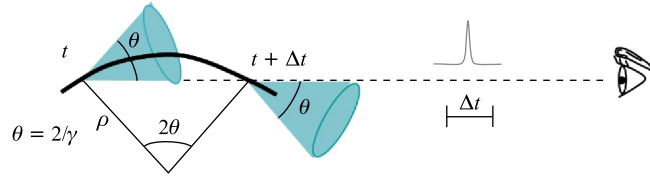


Рис. 10. Геометрическая интерпретация минимальной длительности импульса СИ

Таким образом, для пучков частиц с $\sigma_z > 100$ мкм измерение длительности вспышки СИ позволяет с хорошей точностью определять длину банча.

Очень удобная программа для расчета характеристик СИ может быть найдена по адресу [16].

1.3. Регистрация изображения пучка в оптической области при помощи проекционной оптики. Как правило, свет, испущенный пучком с участка орбиты, обычно расположенного внутри поворотного магнита, распределяется между несколькими диагностическими системами с различными функциями. В качестве примера рассмотрим систему оптической диагностики коллайдера ВЭПП-4М [17] (рис. 11).

Видимая часть спектра синхротронного излучения, испущенного пучком в поворотном магните, отражается охлаждаемым металлическим зеркалом, расположенным внутри вакуумной камеры коллайдера, и выводится наружу через кварцевое окно. Зеркало сопрягает свет с оптической осью системы. Объектив строит изображение пучка одновременно на всех приемниках излучения, входящих в состав диагностики. Использование набора нейтральных фильтров существенно расширяет динамический диапазон диагностики. Пере-

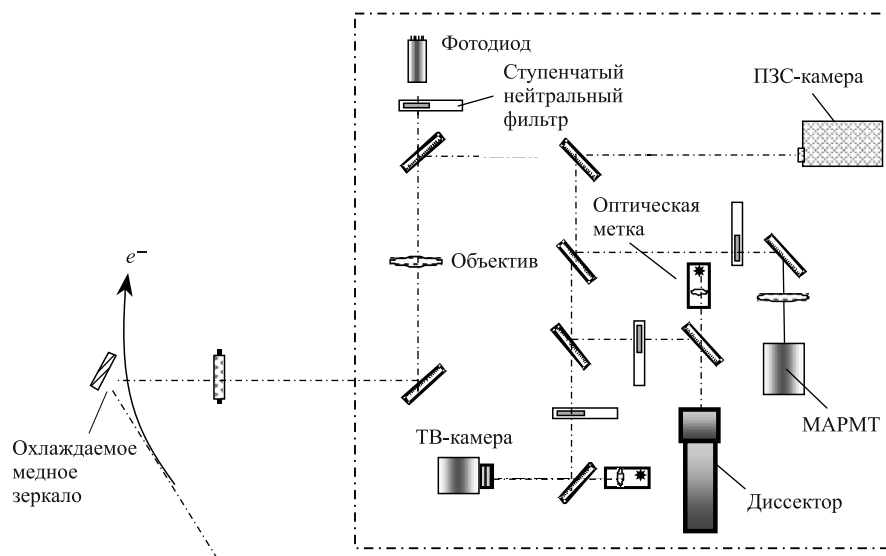


Рис. 11. Схема оптической диагностики ВЭПП-4М. Приборы внутри штрих-пунктирной рамки расположены на одной оптической плите

ключение фильтров, как и управление фокусировкой объектива, осуществляется из пультовой комплекса. Часть света, отразившегося от полупрозрачного зеркала, используется для измерения продольного размера пучка с помощью диссектора [18, 19].

Оптическая система диагностики пучков дает следующую регулярную информацию о пучках частиц в накопителе:

- продольный и поперечный размеры пучков e^- и e^+ ;
- бетатронные и синхротронную частоты колебаний пучка электронов;
- время жизни пучка e^- ;
- возникновение фазовых колебаний пучка e^- .

Кроме того, диагностика используется для проведения экспериментов по ускорительной физике.

На рис. 12 показано окно программы, осуществляющей обработку данных с ПЗС-камеры. Две камеры, работающие на ВЭПП-4М, обеспечивают измерение поперечных размеров электронного и позитронного пучков.

Возможность внешней синхронизации камеры позволяет контролировать поведение пучка при перепуске из бустера ВЭПП-3 в ВЭПП-4М (рис. 13).

Для качественного оперативного контроля формы и положения пучка используется дешевая телевизионная камера, применяемая в системах наруж-

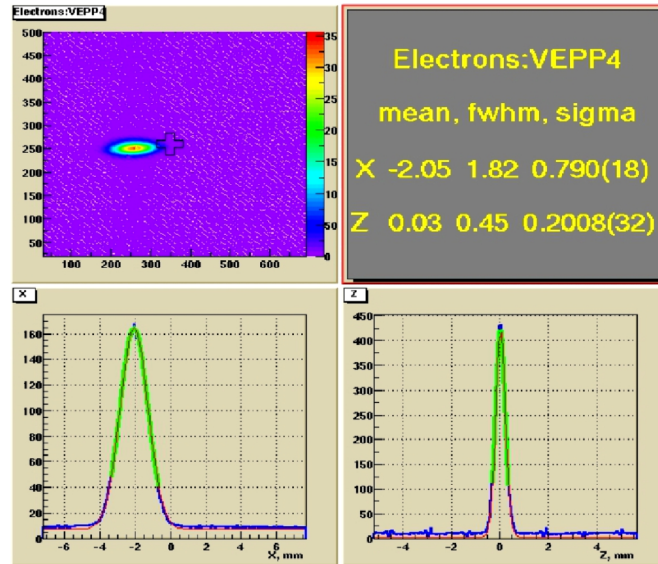


Рис. 12. Изображение пучка, построенное ПЗС-камерой, и результат его обработки

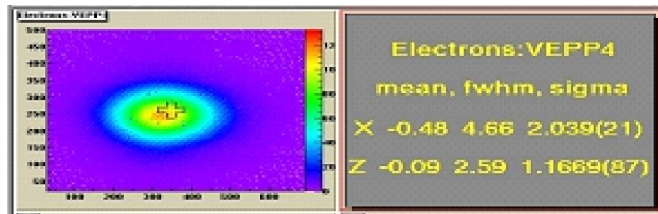


Рис. 13. Первые 100 оборотов электронного пучка, зарегистрированные ПЗС-камерой, после перепуска пучка из ВЭПП-3 в ВЭПП-4М

ного наблюдения. Она выводит изображение пучка на телевизионный монитор в пультовой комплекса.

Подчеркнем, что дифракционный предел для ВЭПП-4М в несколько раз меньше вертикального размера пучка, поэтому использование стандартной техники построения изображения вполне оправданно.

Подобные системы наблюдения за пучком, основанные на ПЗС- или ТВ-камерах, имеются практически на всех ускорителях, так как позволяют непрерывно контролировать состояние пучка при помощи достаточно дешевых средств. Вследствие того что на многих установках расстояние между

проецирующим объективом и пучком достигает десятка метров и более, качество изображения сильно зависит от качества изготовления поворотного зеркала, расположенного в вакуумной камере. Как правило, эти зеркала делают охлаждаемыми, изготавливают из меди и напыляют на отражающую поверхность алюминий. К сожалению, постоянная абсолютная калибровка оптического тракта — практически невыполнимая задача, поэтому трудно сказать, как меняется пространственное разрешение диагностики со временем. Деграция оптических деталей под воздействием синхротронного излучения, проявляющаяся в возникновении на зеркалах и стеклах темных полос из углеводородных пленок в местах падения СИ, происходит в среднем в течение двух лет. Этот срок зависит, конечно, от интенсивности СИ и качества вакуума в ускорителе. Вдобавок, поверхность медного зеркала может искажаться вследствие нагрева пучком СИ. По этим причинам оптическая диагностика хороша для проведения относительных измерений параметров пучка, но требует аккуратного применения при абсолютных. Кроме того, почернение оптических деталей делает измерения позиционно-чувствительными. Например, интенсивность СИ в оптической области на ВЭПП-4М может возрасти при изменении орбиты, несмотря на постоянство тока пучка.

1.4. Измерение орбиты пучка оптическими методами. Измерение и контроль орбиты пучка является одной из основных задач диагностики на ускорителе любого типа. На коллайдере ВЭПП-2000 [20] применяется оптическая диагностика, обеспечивающая относительные измерения орбиты с точностью в 1 мкм, при этом, однако, абсолютные измерения орбиты относительно центра вакуумной камеры не производятся.

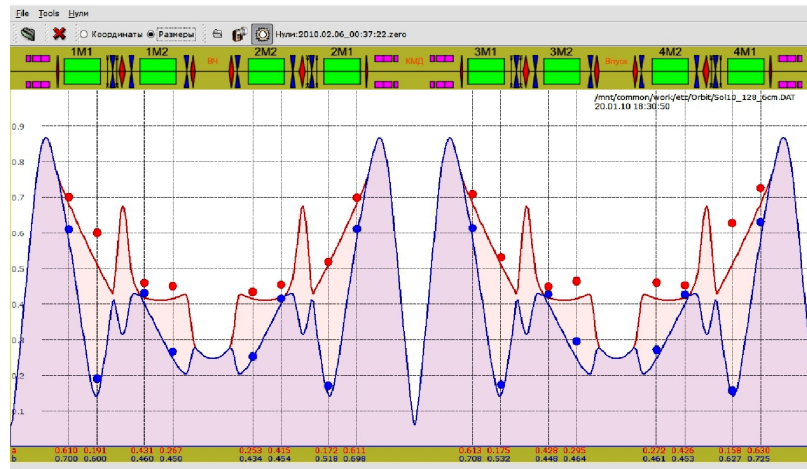


Рис. 14. Сравнение измеренных размеров пучков e^+ и e^- с модельными расчетами структуры

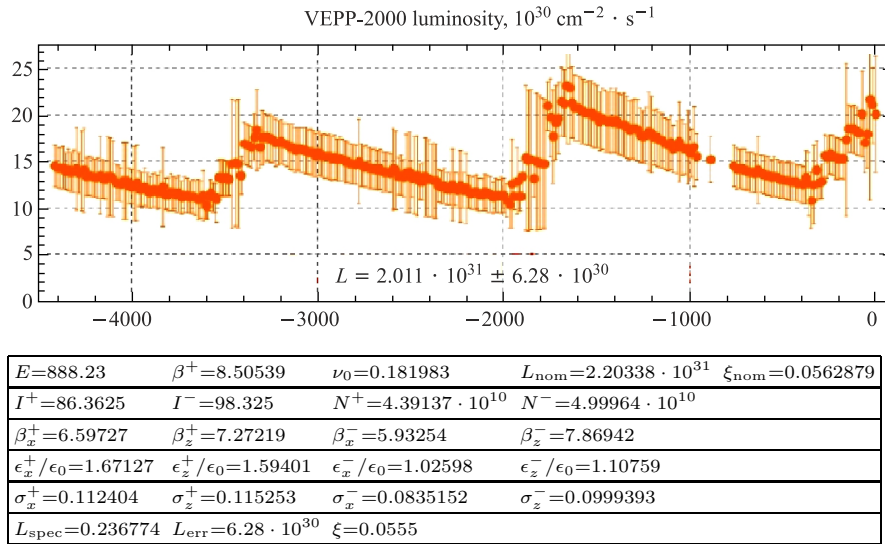


Рис. 15. On-line-вычисления светимости, основанные на экспериментальных измерениях поперечных размеров пучков в восьми точках по орбите

Параметры пучков электронов и позитронов измеряются в восьми точках орбиты [21], некоторые станции оснащены фотоумножителями для измерения тока и времени жизни пучков. Диагностика обеспечивает рутинный режим работы установки (рис. 14) и применяется для коррекции орбиты, а также в экспериментах по физике ускорителей.

Программное обеспечение диагностики позволяет определять светимость коллайдера on-line, основываясь только на измеренных σ_x, σ_y пучков (рис. 15). Размеры пучков в месте встречи вычисляются путем подгонки модели структуры к экспериментальным данным.

1.5. Измерение поперечных размеров пучка при помощи камеры-обскуры. На всех современных ускорителях мощность СИ в оптическом диапазоне составляет малую долю от полной мощности в спектре. Вследствие этого логичным выглядит переход в рентгеновский диапазон, что позволяет вдобавок понизить дифракционный предел пропорционально энергии регистрируемых фотонов. Неудивительно поэтому, что для измерения поперечных размеров пучка широкое распространение получили камеры-обскуры (X-ray pinhole camera), принцип действия которых известен со времен Аристотеля и которые, кстати, до сих пор применяются в фотографии.

Устройство камеры, действующей на источнике СИ SOLEIL [22], показано на рис. 16. Подобные схемы используются и на других установках.

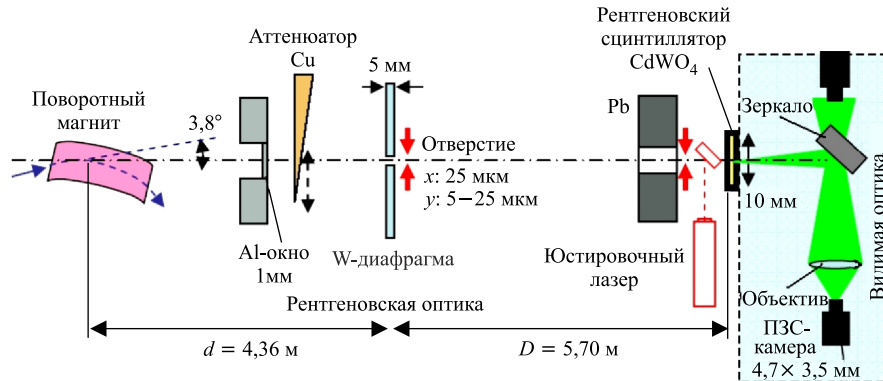


Рис. 16. Типичное устройство камеры-обскуры в экспериментах с СИ; d — расстояние от пучка до отверстия; D — расстояние между отверстием и люминофором

Рентгеновское синхротронное излучение, выведенное через алюминиевое окно, проходит через отверстие обскуры и формирует изображение пучка на люминофоре, которое затем регистрируется ПЗС-камерой. Геометрическое увеличение камеры-обскуры равно D/d , а аппаратная функция имеет ширину на полувысоте $W = a(1 + d/D)$, где a — диаметр отверстия. Дифракцией можно пренебрегать до тех пор, пока $a \gg 2\sqrt{\lambda D}$. При дальнейшем уменьшении размеров отверстия разрешение диагностики определяется в основном дифракцией, и аппаратная функция может быть записана в виде $W = \frac{1,1 \cdot 10^{-6} d}{E_{ph}(\text{эВ}) a}$, где E_{ph} — энергия фотонов, эВ. Типичное разрешение обскур составляет примерно 10 мкм. Отверстия меньшего диаметра пропускают слишком мало излучения. Толщина экрана, в котором проделано отверстие, должна быть как можно меньше, чтобы стенки отверстия не работали как волновод. Этот эффект является одной из основных проблем, возникающих при использовании обскуры.

1.6. Многоточечная камера-обскура. Камера-обскура позволяет определять не только размер, но и вертикальный угол наклона пучка СИ, если использовать не одно, а несколько вертикально расположенных отверстий, разнесенных на расстояние порядка $D > 6\sqrt{(b/a)^2\sigma_y^2 + d_p^2}$ (d_p — диаметр отверстия), чтобы избежать перекрывания изображений [23]. Как правило, $d_p \ll \sigma_y$, поэтому $D > 6(b/a)\sigma_y$. При этом естественно ограничить расстояние между крайними отверстиями величиной $B \approx 3a\psi$, где ψ — угловая расходимость СИ, чтобы использовать большую часть пучка излучения. Таким образом, количество отверстий в пределах пучка СИ составляет $N \approx 0,5(a^2/b\sigma_y)\psi$. Выбор численного коэффициента достаточно произволен.

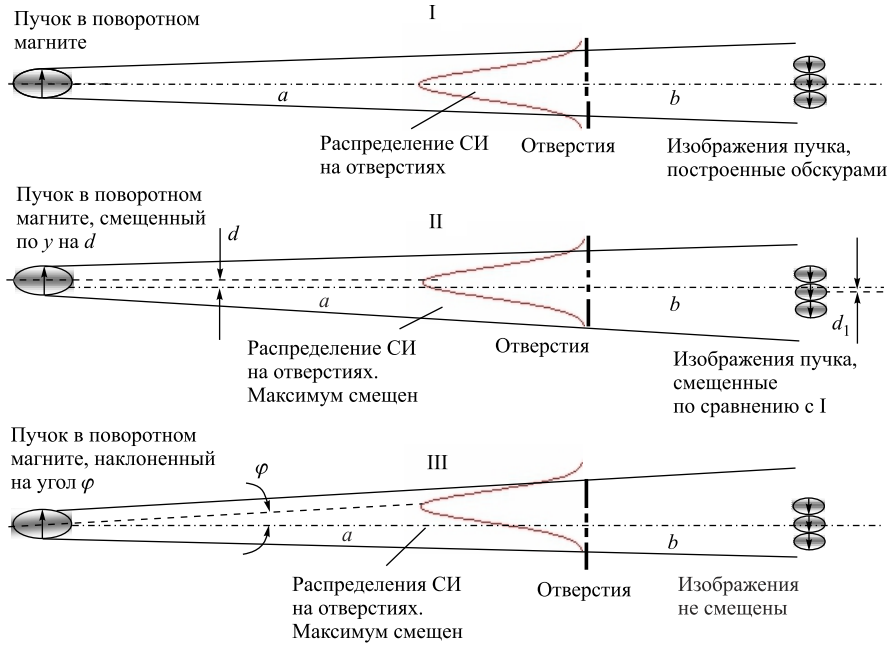


Рис. 17. Три случая засветки камеры-обскуры: I — исходное состояние, интенсивность синхротронного излучения симметрично распределена между отверстиями обскуры, максимум приходится на центральное отверстие; II — пучок смещен относительно положения I по вертикали на d ; III — пучок наклонен относительно положения I по вертикали на угол φ , смещение $d = 0$

Из сдвига изображений пучка относительно исходного положения и сдвига максимума огибающей изображений (рис. 17) можно определить как смещение, так и наклон пучка.

Пусть d — смещение пучка по вертикали (рис. 17, случай II), а $e = a \cdot \varphi$ — смещение максимума распределения СИ на обскуре, вызванное наклоном пучка в вертикальной плоскости на угол φ (случай III). Наложение изображений пучков, построенных обскурами, даст распределения, показанные на рис. 18. В случае пучка, линейно смещенного по вертикали ($d \neq 0$), произойдет одновременное смещение как максимумов изображений, так и максимума их огибающей на величину $d_1 = -d(b/a)$. В случае лишь наклона пучка по вертикали, но при отсутствии линейного смещения ($d = 0$), сместится только огибающая изображений пучка на величину $e_1 = a \cdot \varphi$, смещения же максимумов изображений не произойдет. Отсюда получается алгоритм определения смещения пучка по углу и вертикали:

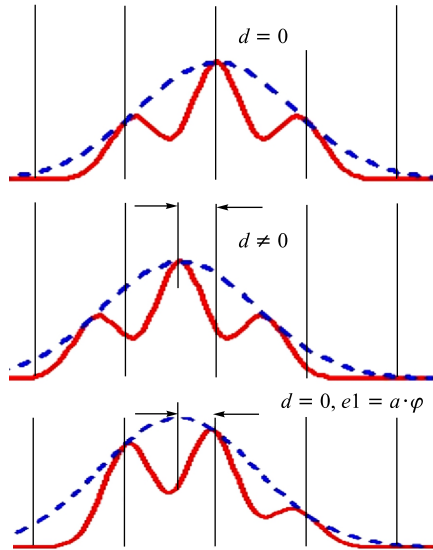


Рис. 18. Распределение профилей пучка, соответствующих случаям I, II, III на рис. 17

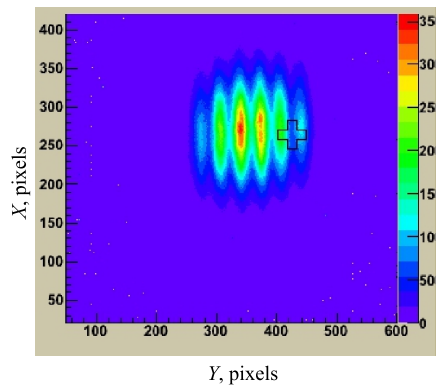


Рис. 19. Изображения электронного пучка, полученные при помощи многоточечной камеры-обскуры. Энергия ускорителя $E_b = 1852$ МэВ, ток пучка $I_b = 2$ мА

вертикального корректора создавалась волна и возникающий угол наклона измерялся при помощи пикап-электродов и обскуры. Вертикальное линейное смещение пучка по данным пикап-электродов отсутствовало. Угол на-

- определяется линейное смещение максимумов изображений пучков $d1$;
- определяется смещение максимума огибающей изображений пучков $e1$;

- определяется линейное перемещение пучка $d = -d1(a/b)$;

- определяется смещение пучка по вертикальному углу $\varphi = (e1 \pm d)/a$.

Знак «+» соответствует случаю $e1 < d$, знак «-» отвечает ситуации $e1 > d$.

Такая диагностика была опробована на ВЭПП-4М (рис. 19, 20). Спектральный состав излучения, испускавшегося из магнита 1, был таков, что длина поглощения гамма-квантов в воздухе равнялась приблизительно 1,5 м, поэтому для проводки излучения к сцинтиллятору из ZnS использовался вакуумированный канал.

Задачей диагностики являлся контроль за линейным и угловым смещением пучка в заданной точке орбиты, поэтому для построения изображения были использованы шесть отверстий, а настройка на пучок СИ осуществлялась при помощи вакуумированного механического ввода. Предварительная настройка диагностики заключалась в симметризации изображений пучка на ПЗС-камере (рис. 20, 21).

Калибровка пространственного и углового разрешения диагностики проводилась при помощи пикап-электродов в два этапа. На первой стадии на орбите пучка при помощи

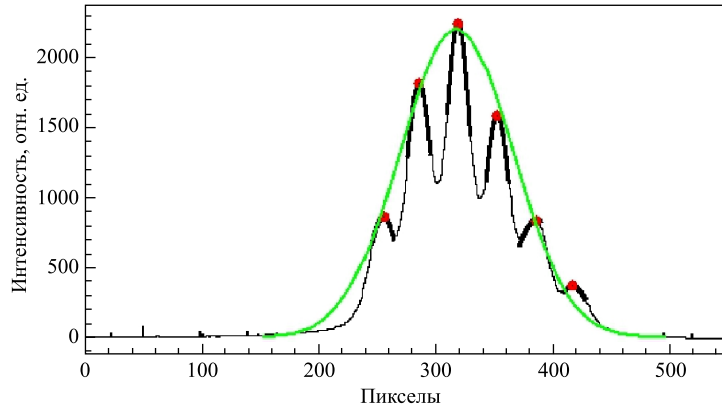


Рис. 20. Интегральные проекции изображений пучка на ось Y . Показаны локальные максимумы, определенные при помощи программного обеспечения диагностики, и их огибающая

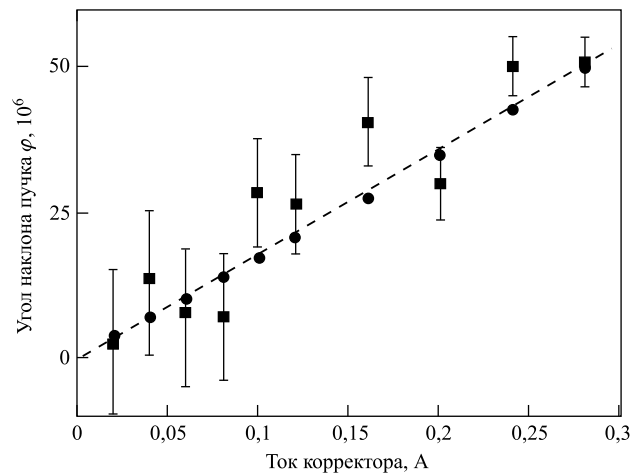


Рис. 21. Изменение угла наклона пучка в зависимости от тока корректора. Круги — измерения обскуры; квадраты — данные пикап-электродов

клона пучка в вертикальной плоскости менялся пропорционально току корректора (рис. 21).

Как видно, обскура демонстрирует существенно меньший разброс данных относительно линейной зависимости по сравнению с данными пикап-электродов.

Ее угловое разрешение можно оценить величиной $2 \cdot 10^{-6}$ рад, хотя в действительности дисперсия разброса измерений обскуры относительно линейной зависимости близка к нулю. Это превосходство обскуры по отношению к пикап-электродам связано, в частности, с ее существенно большей базой для измерения малых угловых смещений. Динамический диапазон прибора по углу оказался равен $50 \cdot 10^{-6}$ рад при энергии пучка $E = 2500$ МэВ.

Превышение этой величины приводит к исчезновению одного из локальных максимумов, что является ограничением для программного обеспечения диагностики. Такой наклон пучка соответствует волне на орбите, неприемлемой при нормальной работе ускорителя.

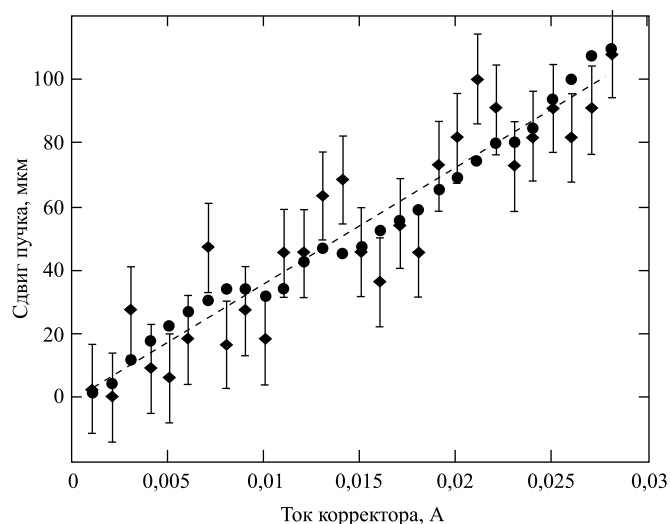


Рис. 22. Линейный сдвиг пучка в зависимости от тока корректоров. Кружки — данные обскуры; ромбы — данные пикап-электродов. Прямая — подгонка данных пикап-электродов

Калибровка обскуры по линейному смещению пучка проводилась путем создания на орбите вертикального бампа в месте излучения СИ при помощи тройки корректоров (рис. 22). Амплитуда бампа пропорциональна току корректоров. Данные обскуры опять демонстрируют существенно меньший разброс (2,5 мкм) по сравнению с измерениями пикап-электродов (15 мкм). Динамический диапазон обскуры по линейному сдвигу пучка равен 100 мкм.

1.7. Проекционная оптика, работающая в рентгеновском диапазоне. Необходимость измерения поперечных размеров пучков с субмикронной точ-

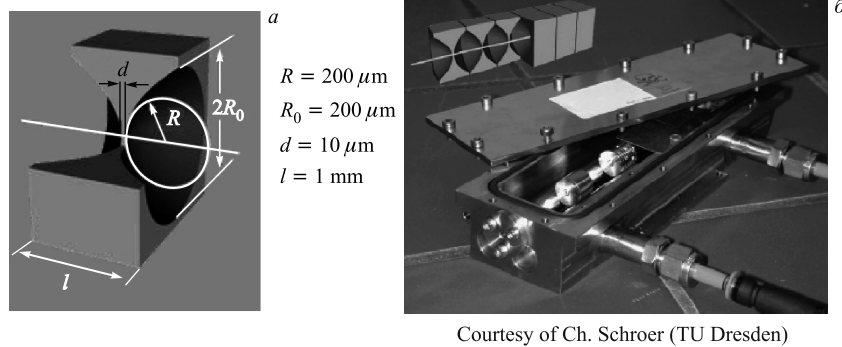


Рис. 23. а) Геометрия одиночной бериллиевой линзы для фокусировки мягкого рентгеновского излучения, применяемая на накопителе PETRA-III. б) Сборка из 30 линз

ностью вынуждает работать в рентгеновской части спектра СИ. Оказалось, что и здесь существует возможность использования преломляющей проекционной оптики. Такой диагностический канал обеспечивает рутинную эксплуатацию накопителя PETRA-III, который в настоящее время держит мировой рекорд по эмиттансу пучка ($1 \text{ нм} \cdot \text{рад}$).

Коэффициент преломления металла в рентгеновской области комплексный [24], его действительная часть отрицательная: $n = 1 - \delta + i\beta$, причем $\delta \approx 10^{-6}$. Из-за этого фокусирующая в рентгеновском диапазоне линза выглядит как рассеивающая в оптическом (рис. 23), имеет очень маленький радиус кривизны и большое фокусное расстояние. Сборка из 30 идентичных линз обладает фокусным расстоянием около 3 м. Такой оптический элемент имеет хроматическую aberrацию, из-за чего падающее на него излучение приходится пропускать через монохроматор. Материал, из которого изготовлена линза, должен иметь малую величину Z для минимизации поглощения. Рентгеновские линзы на PETRA-III изготовлены из бериллия и работают с синхротронным излучением на энергии 20 кэВ. Расчетное разрешение диагностики равно 0,4 мкм [25].

Известны системы диагностики поперечного профиля, основанные на использовании линзы Френеля (Fresnel Zone Plate, FZP) [26, 27], рис. 24, 25. Для FZP, так же как и для бериллиевой линзы, требуется предварительная монохроматизация излучения.

Подобная диагностика, примененная на накопителе SPRING-8, обладает следующими параметрами: пространственное разрешение 4 мкм (1σ); временное разрешение 1 мс; геометрическое увеличение 13,7; энергия регистрируемых фотонов 8,2 кэВ ($\lambda = 0,15 \text{ нм}$).

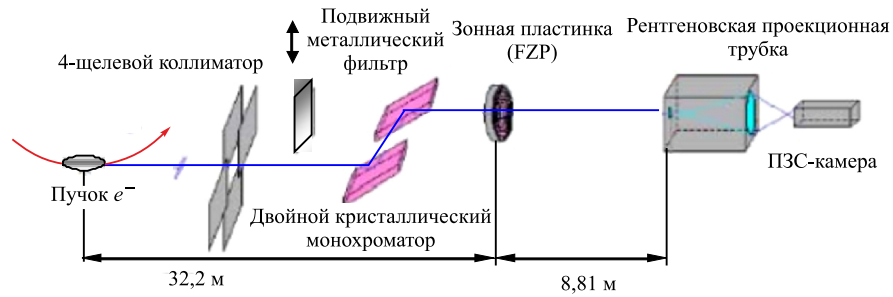


Рис. 24. Измерение поперечных размеров пучка при помощи линзы Френеля, работающей в рентгеновском диапазоне

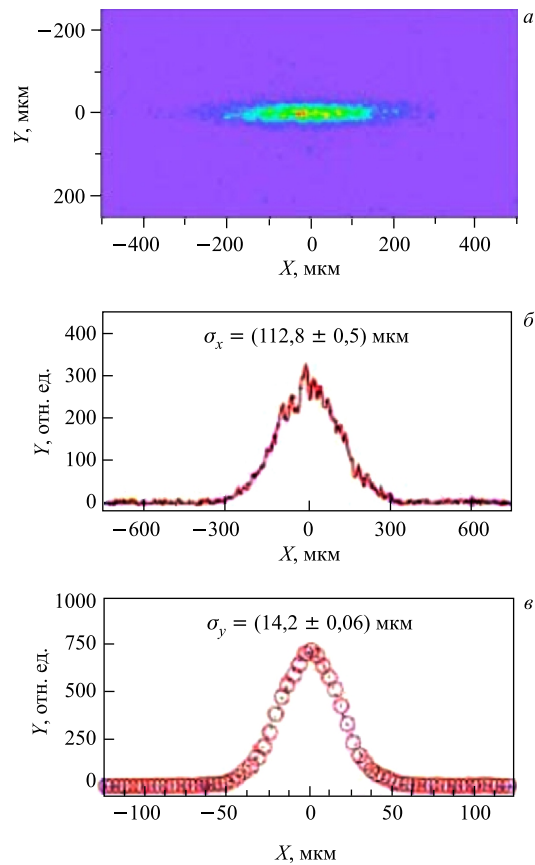


Рис. 25. Зарегистрированный при помощи FZP поперечный профиль пучка электронов и результаты его обработки

1.8. Интерферометрия. Для измерения малых угловых размеров (например, звезд) в астрономии давно используются интерферометры. Классическим примером является звездный интерферометр Майкельсона. Принцип измерений, основанных на пространственной когерентности света, известен как теорема Ван Циттера–Цернике. Синхротронное излучение электронного пучка малых размеров имеет хорошую пространственную когерентность, что позволяет использовать простейший двухщелевой интерферометр для измерения поперечных размеров пучка. Заметим, кстати, что для получения пространственного разрешения в 1 мкм при наблюдении с расстояния в 10 м требуется угловое разрешение около $0,02''$, что в 2,5 раза меньше углового размера звезды Бетельгейзе при наблюдении с Земли.

Согласно теореме Ван Циттера–Цернике, преобразование Фурье распределения интенсивности $f(y)$ источника излучения дает комплексную степень пространственной когерентности γ , модулю которой соответствует функция видности интерферограммы:

$$\gamma(\nu) = \int f(y) \exp(-i2\pi\nu y) dy.$$

Пространственная частота ν определяется как

$$\nu = \frac{D}{\lambda L},$$

где λ — длина волны; L — расстояние между щелями (рис. 26).

Интенсивность интерферограммы I как функции положения на экране y_0 может быть записана в виде

$$I(y_0) = I_0 \left(\sin c \left(\frac{2\pi a}{\lambda R} y_0 \right) \right)^2 \left[1 + |\gamma| \cos \left(\frac{2\pi D}{\lambda R} y_0 + \varphi \right) \right],$$

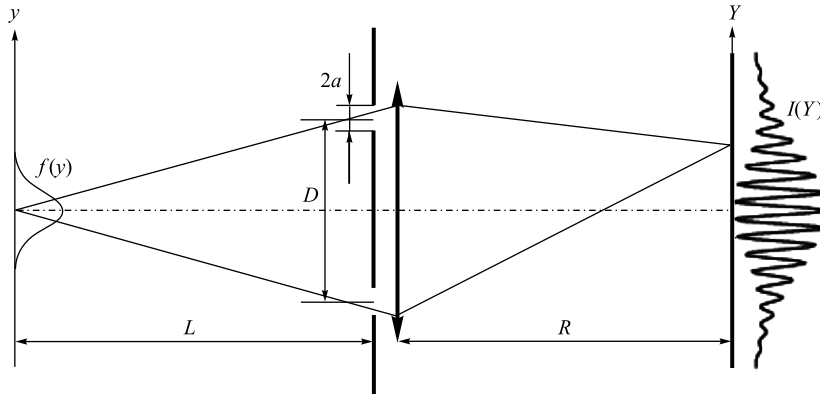


Рис. 26. Интерференция на двойной щели

где $\sin c(x) \equiv \sin(x)/x$, a — полуширина щели; φ — фаза интерферометра; R — расстояние от интерферограммы до задней главной точки объектива интерферометра.

Если источник излучения имеет гауссово распределение интенсивности, то γ также описывается распределением Гаусса, и среднеквадратичный размер пучка выражается следующим образом:

$$\sigma_y = \frac{\lambda L}{2\pi\sigma_\gamma},$$

где σ_γ — степень пространственной когерентности.

При фиксированном расстоянии D между щелями

$$\gamma = \exp\left(-\frac{D^2}{2\sigma_\gamma^2}\right).$$

Из этих двух выражений получаем формулу для вычисления размера пучка σ_y через степень пространственной когерентности γ :

$$\sigma_y = \frac{\lambda L}{\pi D} \sqrt{\frac{1}{2} \ln \frac{1}{\gamma}}.$$

Пространственное разрешение $\delta\sigma_y$ интерферометра определяется погрешностью $\delta\gamma$ измерения пространственной когерентности (видности):

$$\delta\sigma_y \propto \frac{1}{\gamma\sqrt{\ln 1/\gamma}} \delta\gamma.$$

При измерении видности самый большой вклад в погрешность вносит дисперсия света в оптической системе, особенно на краях апертуры объектива. Дисперсия приводит к разности оптических путей и, как следствие, к изменению фазы интерферограммы для разных длин волн. В результате интерферограмма становится размытой и функция видности значительно снижается. Для улучшения качества интерферограммы используются узкополосные оптические фильтры. Также для уменьшения влияния дисперсии используется зеркальная оптика [28]. Пример конструктивного решения оптической диагностики, основанной на использовании двухлучевой интерферометрии, приведен на рис. 27 [29, 30].

При определении параметров пучка может использоваться как подгонка зарегистрированной интерферограммы расчетной кривой, соответствующей гауссову профилю пучка (рис. 28), так и сканирование интерференционной картины путем изменения расстояния D между щелями, если предполагается, что распределение частиц в пучке отлично от гауссова.

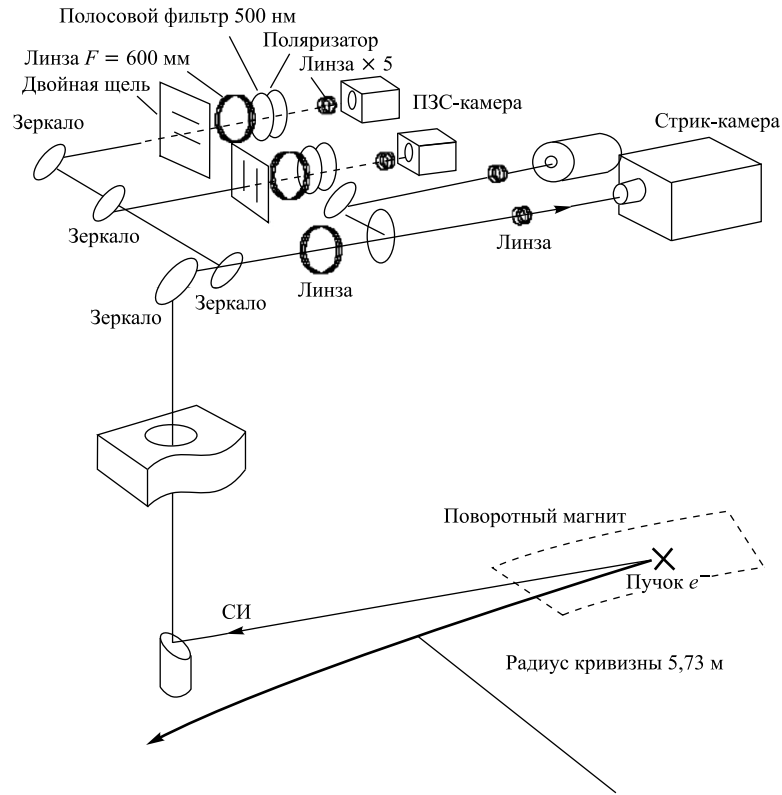


Рис. 27. Оптическая диагностика ускорителя ATF (КЕК, Япония)

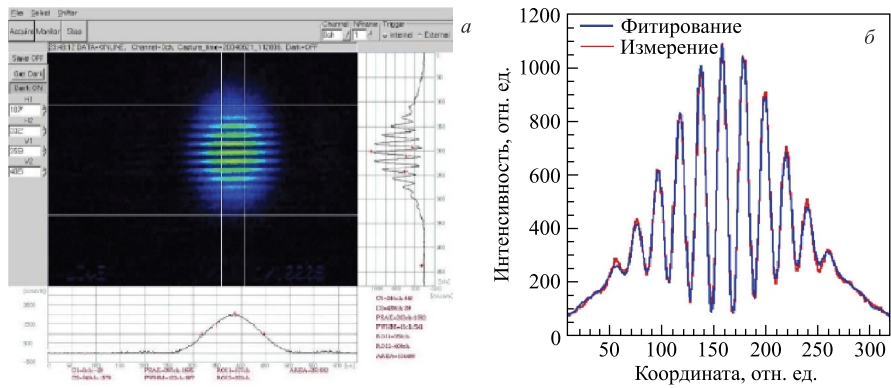


Рис. 28. Интерференционное измерение вертикального размера пучка на ускорителе ATF: $\sigma_y = (4,73 \pm 0,55)$ мкм

1.9. Диагностика поперечного профиля пучка с поворотным временным разрешением. Зачастую, например, при исследовании разного рода неустойчивостей пучка, можно поступиться пространственным разрешением диагностики в пользу возможности регистрации поперечного профиля распределения частиц на протяжении длительного отрезка времени, вплоть до

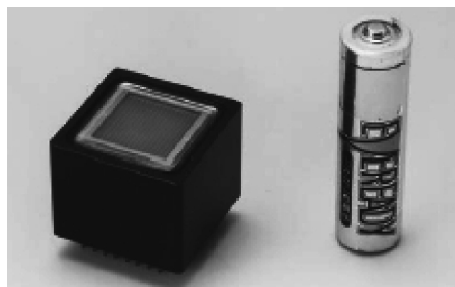


Рис. 29. Внешний вид ФЭУ R5900U-00-L16 HAMAMATSU

нескольких сот тысяч оборотов. Для этих целей в ИЯФ СО РАН был разработан прибор, основанный на многоанодном фотоумножителе (МАРМТ) R5900U-00-L16 HAMAMATSU (рис. 29) [31].

Кроме ФЭУ в состав прибора, который ниже будет называться быстрым измерителем профиля (БИП), также входят 12-разрядный АЦП, модуль управления, внутреннее ЗУ объемом 4 Мбайт, позволяющее записывать 2^{17} (131 072) профилей пучка. При желании можно менять шаг записи в пределах 1, 2, 4, ..., 128 оборотов, тем самым время наблюдения за пучком может быть увеличено с 160 мс (2^{17} оборотов) до 20 с ($128 \cdot 2^{17}$ оборотов). Это позволяет анализировать частоты колебаний пучка в пределах от нескольких Гц до сотен кГц. Основные параметры прибора приведены в табл. 2.

Таблица 2. Параметры быстрого измерителя профиля

Размеры устройства	250 × 100 × 100 мм
Интерфейс	100 М ethernet (витая пара)
Объем внутренней памяти	~ 4 М (2^{17} профилей пучка в 16 точках)
Временной интервал записи	160 мс – 20 с
Дискретность записи	Через $1-2^8$ оборотов
Анализируемый диапазон частот колебаний пучка	Несколько Гц – сотни кГц
Напряжение импульсов: синхронизации запуска	3–5 В ~ 20 В
Частота синхронизации	До 1 МГц

Оптическая схема, формирующая на фотокатод МАРМТ изображение пучка, позволяет менять увеличение в пределах от 6 до 20 раз в зависимости от потребностей эксперимента (рис. 30).

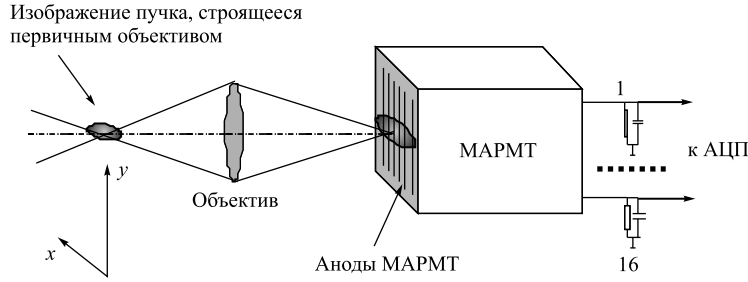


Рис. 30. Оптическая схема и расположение анодов MARMT относительно изображения пучка

Программа управления прибором и анализа данных позволяет

1) управлять параметрами ФЭУ, такими как напряжение питания (600–900 В), частота дискретизации запуска от f_0 до $f_0/128$ (т.е. имеется возможность считывать сигнал не на каждом обороте пучка, а, например, на каждом 128-м);

2) наблюдать эволюции поперечного профиля пучка во времени на любом интервале от 1 до 131072 оборота (рис. 30);

3) наблюдать и анализировать любую проекцию получившегося распределения сигнала как по времени, так и по любому каналу (рис. 31);

4) выделять характерные частоты колебаний пучка с помощью фурье-преобразования сигналов из отдельного канала ФЭУ либо из вычисленного поведения центра тяжести пучка. Вычисление положения центра тяжести пучка осуществляется путем аппроксимации зарегистрированных профилей гауссианом. При этом на каждом обороте определяется как положение максимума гауссиана, так и дисперсия.

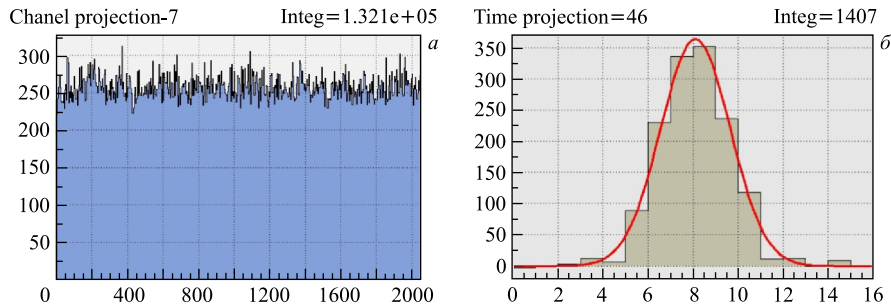


Рис. 31. Проекция распределения. а) Пооборотный сигнал в 7-м канале. б) Профиль пучка на 46-м обороте от момента запуска АЦП. Размер одного канала 0,2 мм

Сразу отметим некоторые принципиальные преимущества БИП по сравнению с другими подобными диагностиками. Определяющим достоинством разработанного прибора является способность регистрировать профили пучка на протяжении огромного числа последовательных оборотов. Сложные в эксплуатации и дорогостоящие стрик-камеры способны записывать лишь несколько последовательных оборотов пучка. Для многооборотных измерений положения пучка широко используются электростатические пикап-электроды, однако стандартный четырехэлектродный ВРМ (beam position monitor) предоставляет информацию лишь о координатах центра тяжести пучка. Для получения информации о форме пучка датчик должен иметь по крайней мере восемь электродов. На практике такие устройства весьма редки.

Другим важным преимуществом БИП является очень высокая чувствительность. Использование БИП совместно с набором нейтральных ступенчатых ослабителей (рис. 11) позволяет иметь динамический диапазон по току пучка масштаба 10^3 .

Для сравнения чувствительности БИП и ВРМ был проведен специальный эксперимент: измерялось соотношение сигнал/шум в зависимости от тока пучка при определении вертикальной бетатронной частоты ν_y . Когерентные бетатронные колебания пучка в ВЭПП-4М возбуждались при помощи короткого электростатического удара по вертикали в диапазоне токов 3 мкА–3 мА и измерялись одновременно БИП и однооборотным ВРМ (рис. 32). Отношение сигнал/шум оценивалось как $20 \lg a_m / \langle a_n \rangle$, где a_m — амплитуда бетатронных колебаний, полученная при помощи фурье-анализа, а $\langle a_n \rangle$ — средняя амплитуда шумовых гармоник.

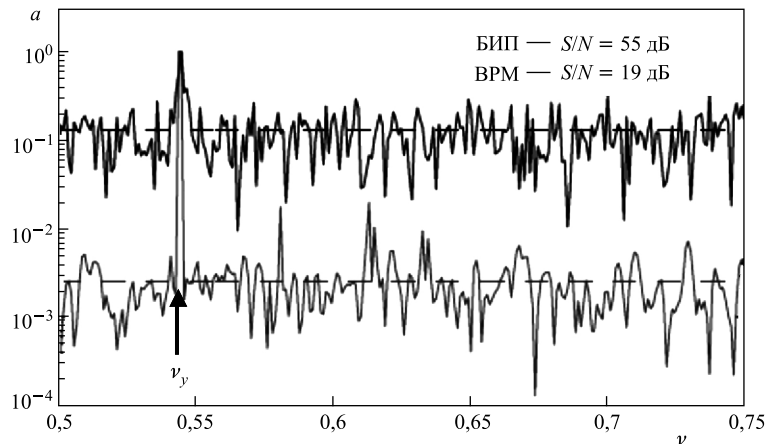


Рис. 32. Спектр бетатронных колебаний, измеренных БИП и ВРМ. Ток пучка 0,3 мА, амплитуда колебаний $a_m = 1$ мм

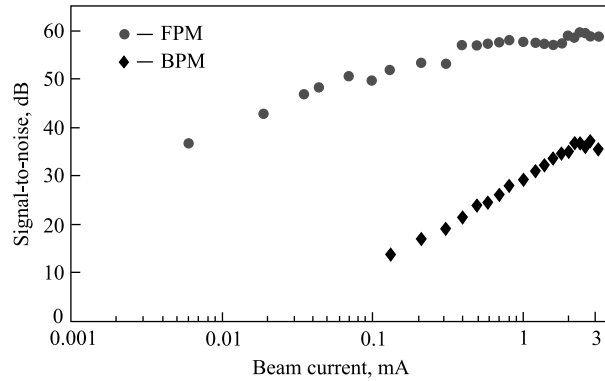


Рис. 33. Измеренное отношение сигнал/шум для БИП и ВРМ в зависимости от тока пучка

Очевидно, что БИП существенно превосходит ВРМ по чувствительности (рис. 33), помимо того, что способен поставлять информацию о профиле пучка.

С помощью МАРМТ был проведен ряд экспериментов по ускорительной физике [32–34]. Один из примеров работы прибора — это анализ поведения пучка при ударе кикером. На отклоняющие пластины в вакуумной камере ускорителя подавался импульс напряжения 500 В, что вызывало колебания пучка с амплитудой около 0,5 мм в точке наблюдения (рис. 34). Измерения проводились при различных токах пучка и параметрах ускорителя, вертикальный размер $\sigma_y \approx 0,2$ мм, хроматизм $C_z \approx 3,5$.

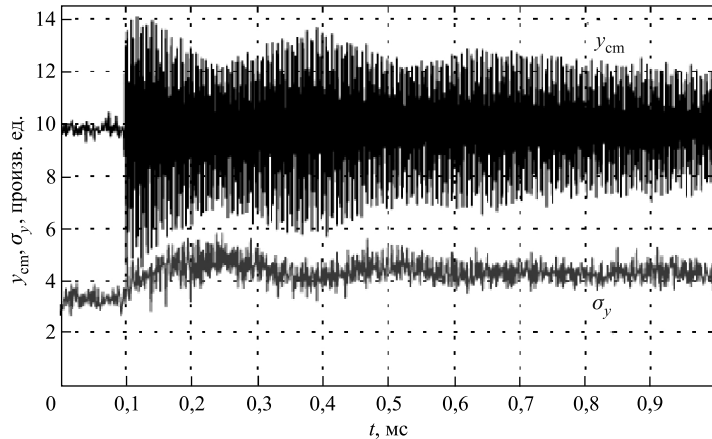


Рис. 34. Дипольные колебания центра тяжести пучка y_{cm} (верхняя осциллограмма) и поведение вертикального размера σ_y после удара, $I_e = 3$ мА. Спад дипольных колебаний обусловлен быстрым затуханием. Размер одного канала БИП равен 0,12 мм

Удар произошел с задержкой около 1200 оборотов пучка относительно запуска БИП, верхние кривые на каждой осциллограмме показывают колебания центра тяжести пучка, а нижние — поведение размеров пучка. Видно, что колебания затухают примерно за 5000 оборотов. Заметно, что при увеличении размера пучка уменьшается амплитуда колебаний, и наоборот. Из этих данных может быть получено время «раскогеренчивания» пучка.

На рис. 35 можно увидеть, как небольшой по амплитуде удар вызывает раздувание пучка, связанное с развитием неустойчивости квадрупольной моды. При этом ток пучка в ВЭПП-4М был близок к пороговому значению по ТМС (Transverse Mode Coupling) на энергии $E = 1870$ МэВ с выключенной «змейкой»: $I_e = 5,4$ мА.

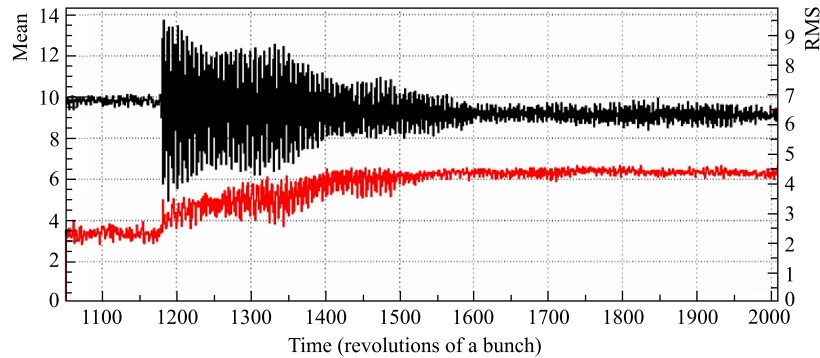


Рис. 35. Дипольные колебания пучка (верхняя осциллограмма) и поведение вертикального размера σ_y после удара, $I_e = 5,4$ мА. После небольшого удара происходит частичный сброс тока и развивается неустойчивость квадрупольной моды

С помощью БИП исследовались также эффекты встречи. В момент инжекции в ВЭПП-4М электронные и позитронные пучки разводятся по вертикали при помощи электростатических полосковых сепараторов. При переключении в режим столкновений напряжение на сепараторах зануляется. Взаимодействие пучков в месте встречи носит достаточно сложный характер, поскольку каждый из банчей нелинейно воздействует на своего партнера. Вследствие этого экспериментальное исследование эффектов встречи представляет несомненный интерес.

На рис. 36 показано поведение центра тяжести и размеров «слабого» электронного пучка при сведении токов, ограниченных эффектами встречи: $I_{e+} = 3,4$ мА, $I_e = 3,0$ мА. При развитии неустойчивости имеют место как дипольные колебания пучка, так и увеличение его вертикального размера. Каждая вспышка колебаний сопровождается частичным сбросом тока пучка.

Еще одним примером применения БИП в экспериментах по физике ускорителей является систематическое изучение динамики пучка при пересечении

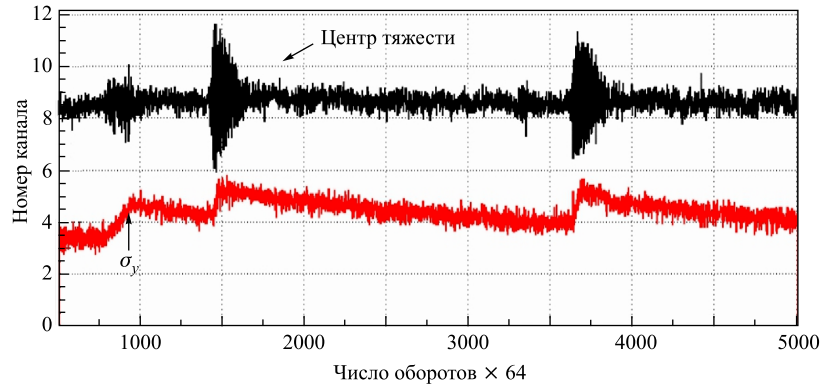


Рис. 36. Положение центра тяжести пучка (верхняя осциллограмма) и поведение размера пучка при сведении в месте встречи токов, ограниченных эффектами встречи

нелинейного бетатронного резонанса [32]. Экспериментально демонстрировался процесс создания резонансных островков устойчивости и захвата частиц как функция времени (рис. 37). На верхней осциллограмме показана временная эволюция вертикального профиля пучка, измеренного в течение

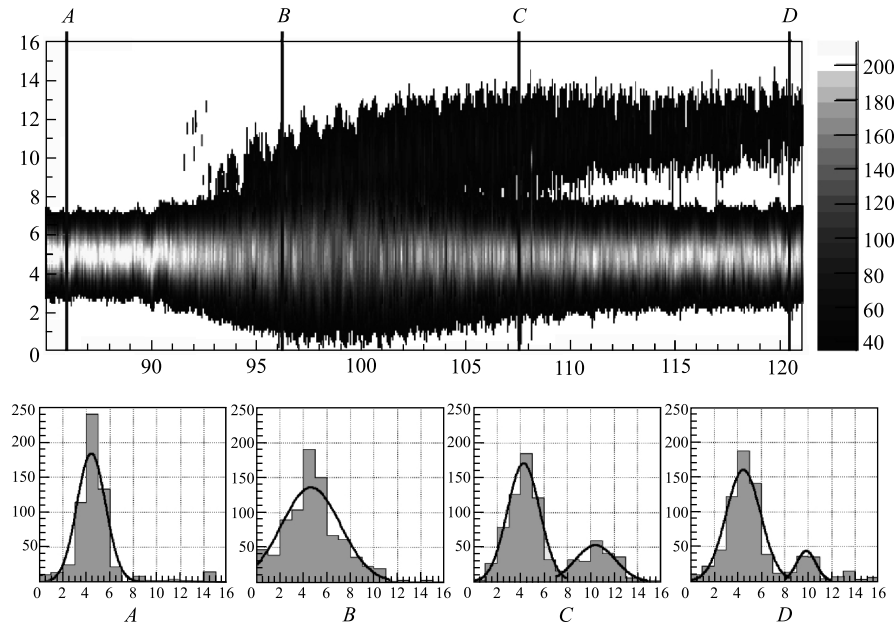


Рис. 37. Динамика профиля электронного пучка при пересечении бетатронного резонанса

120 000 оборотов, ось абсцисс соответствует времени, ось ординат — вертикальной координате. В это же время вертикальная бетатронная частота Q_y (дробная часть) адиабатически перестраивалась от 0,679 до 0,658, пересекая нелинейный резонанс $Q_y = 2/3$. На графике виден момент создания резонансного островка устойчивости и его последующее перемещение. Пооборотные выборки вертикального распределения плотности пучка, измеренные в моменты времени A, B, C и D , как отмечено на верхней осциллограмме, показаны на соответствующих гистограммах внизу, ось абсцисс соответствует вертикальной координате, ось ординат — плотности пучка.

1.10. Лазерный сканер. Основное назначение датчика — комптоновское рассеяние остросфокусированного лазерного луча на пучке частиц [35–37]. Этот вид диагностики формально является контактным, однако уменьшение времени жизни пучка электронов в результате взаимодействия со сфокусированным лазерным лучом пренебрежимо мало.

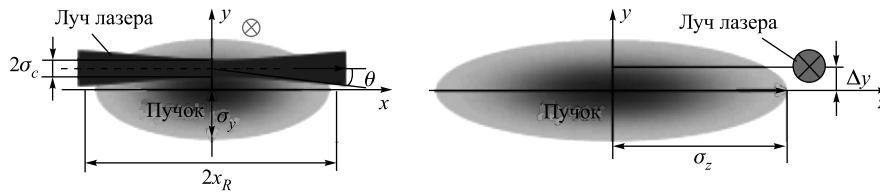


Рис. 38. Схема сканирования пучка лазером

Если луч лазера пересекает пучок электронов под прямым углом (рис. 38) и мощность лазерного излучения равномерно распределена вдоль траектории взаимодействия с пучком, то среднее число комптоновских гамма-квантов описывается выражением

$$\langle N_\gamma \rangle = \sigma_c \langle n_0 \rangle N_e d = \frac{\sigma_c}{c\hbar\omega} \rho_L N_e d,$$

где N_e — число частиц в пучке; d — длина взаимодействия; $\langle n_0 \rangle = \rho_L / c\hbar\omega_0$ — средняя плотность фотонов; ρ_L — плотность мощности и ω_0 — частота лазерного излучения. Сечение комптоновского рассеяния σ_c связано с сечением томсоновского рассеяния $\sigma_e = (8\pi/3)r_e^2$ соотношением

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_e} = \frac{3}{4} \left\{ \frac{1+\varepsilon}{\varepsilon^3} \left[\frac{2\varepsilon(1+\varepsilon)}{1+2\varepsilon} - \ln(1+2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1+2\varepsilon) - \frac{1+3\varepsilon}{(1+2\varepsilon)^2} \right\},$$

где $\varepsilon = \gamma\hbar\omega_0/m_e c^2$; r_e — классический радиус электрона; $\gamma = E/m_e c^2$ — релятивистский фактор; E — энергия электронного пучка.

Данный тип диагностики, так же как и бериллиевая линза, применяется на источнике СИ PETRA-III [25] для измерения поперечных размеров пучка.

В отличие от линзы лазерный сканер (laser wire) производит измерения не непрерывно, а по запросу пользователей. Результаты обеих методик находятся в хорошем согласии.

В схеме измерителя поперечного профиля пучка луч лазера сфокусирован в маленькое пятно с гауссовым распределением мощности (рис. 38, 39). Для остро сфокусированного луча лазера с дифракционной расходимостью минимально достижимый среднеквадратичный размер пятна σ_r дается формулой: $\sigma_r = \lambda/\pi\theta\lambda\pi\theta$, где λ — длина волны лазера; θ — половина угла расходимости лазерного луча в перетяжке (рис. 38). Расстояние, на котором луч лазера расходится в $\sqrt{2}$ раз от минимального размера, называется рэлеевской длиной $x_R = 4\pi\sigma_r^2/\lambda$ и определяет границы используемого участка луча. В оптике с дифракционной расходимостью минимально достижимый размер светового пятна составляет величину порядка длины волны λ .

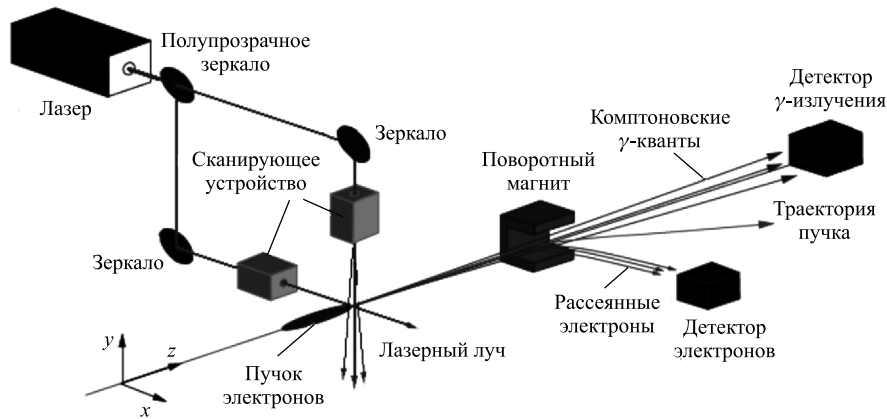


Рис. 39. Схема лазерного сканера

Схема сканирования пучка лучом лазера на иттрий-алюминиевом гранате (YAG), работающем на второй гармонике, позволяет проводить прецизионное сканирование электронных пучков с поперечными размерами от 350 нм. Луч мощного лазера с помощью системы зеркал разделяется на два направления для измерения как горизонтального, так и вертикального распределения интенсивности пучка (рис. 39, 40). Сканирование осуществляется посредством акустооптических сканеров или зеркал, управляемых пьезокристаллическими приводами. Лазерный луч фокусируется в точке взаимодействия с электронным пучком.

После взаимодействия электронный пучок движется по криволинейной траектории в поле поворотного магнита, а комптоновские гамма-кванты летят по прямой и попадают на детектор. Рассеянные электроны отклоняются по-

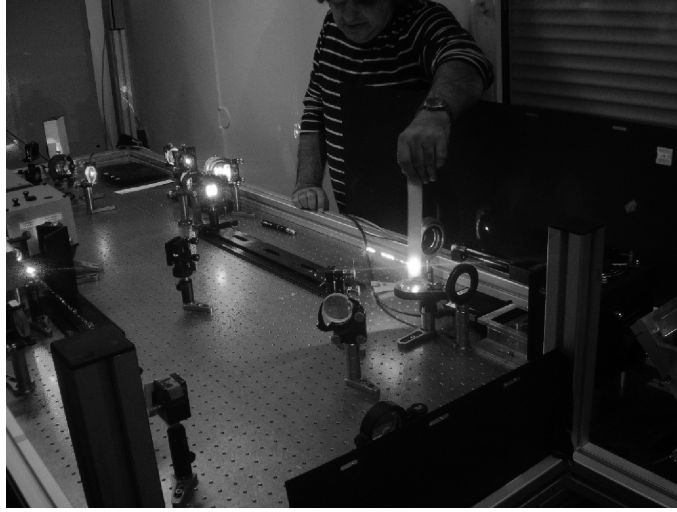


Рис. 40. Оптический стол с лазером для диагностики поперечного профиля пучка по комptonовскому рассеянию на источнике СИ PETRA-III

ротным магнитом сильнее, чем электроны с номинальной энергией, и также могут регистрироваться детектором частиц. Полагая, что частицы пучка и мощность лазерного луча имеют гауссово поперечное распределение со среднеквадратичной шириной σ_y и σ_r соответственно, можно оценить среднее число комptonовских гамма-квантов в зависимости от смещения вдоль оси y (рис. 40):

$$\langle N_y \rangle = \frac{P_L \sigma_c}{c \hbar \omega_0} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_c} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_s^2}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_r} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{z^2}{2\sigma_r^2}\right) dz,$$

где P_L — мощность лазера; σ_s — размер области взаимодействия; $\sigma_s^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$. Импульсная мощность лазерного луча должна быть порядка нескольких мегаватт для того, чтобы получить несколько тысяч комptonовских гамма-квантов за одно сканирование [36].

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПЛОТНОСТИ ПУЧКА

2.1. Диссектор. Характерная длина сгустка в современных электрон-позитронных ускорителях составляет величину порядка нескольких сантиметров, так что регистрирующая аппаратура должна обладать временным разрешением не хуже $3 \cdot 10^{-11}$ с в сочетании с чувствительностью, достаточной для

измерения размеров пучков малой интенсивности. Кроме того, система измерения должна обеспечить наблюдение динамики пучка. Электронно-оптическая хронография относится к числу основных методов прямого измерения параметров быстропротекающих процессов в субнаносекундном временном диапазоне. Стробоскопический вариант метода используется для определения продольного размера пучка в циклических ускорителях. В качестве электронно-оптического преобразователя применяется диссектор (dissector tube) [38]. Внешний вид диссектора представлен на рис. 41, схема устройства прибора — на рис. 42. Рассмотрим принцип его работы. Пусть на фотокатод диссектора спроецировано точечное изображение источника импульсного излучения с временным распределением $I(t)$. Если импульсы излучения и сину-

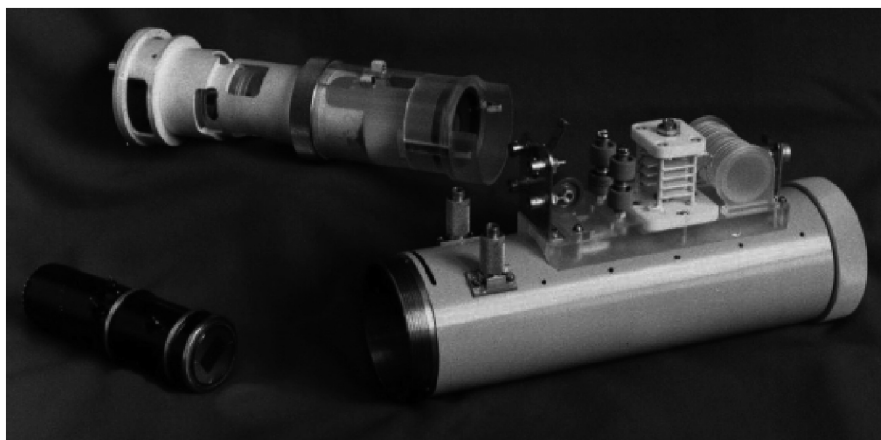


Рис. 41. Фотография диссектора

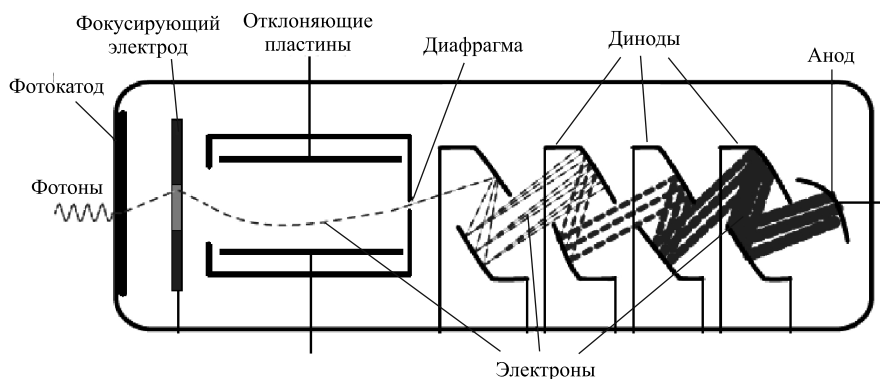


Рис. 42. Устройство диссектора

соидальное напряжение развертки жестко синхронизованы, то в плоскости разделительной диафрагмы с частотой ВЧ-развертки будет появляться пространственное электронное распределение $q(x)$. Это распределение воспроизводит временную структуру наблюдаемого импульса $I(t)$. В отверстие разделительной диафрагмы при каждом появлении распределения $q(x)$ проходит заряд, пропорциональный яркости наблюдаемого процесса в данный момент времени.

Средний ток анода $I_a(t)$ вторично-электронного умножителя пропорционален величине этого заряда. Изменяя фазу напряжения на отклоняющих пластинах диссектора, можно осуществить сканирование всего распределения $q(x)$. Таким образом, при стабильных параметрах импульса сигнал $I_a(t)$ на аноде вторично-электронного умножителя повторит форму исследуемого сигнала $I(t)$ с коэффициентом трансформации $M = T/\tau$, где τ — длительность исследуемого сигнала, T — время, затраченное на соответствующее изменение фазы развертки. Динодная система диссектора выполняет функцию усиления сигнала постоянного тока, не определяя временного разрешения прибора, и может быть оптимизирована по усилению и стабильности. Для распределения $q(x)$ справедливы все предельные временные характеристики электронно-оптической хронографии, однако система на основе диссектора имеет следующие особенности:

- информация о параметрах изучаемого процесса представлена в виде электрического сигнала;
- электронное изображение наиболее точно воспроизводит временную структуру светового импульса, так как отсутствует структурный шум люминофора и микроканальной пластины;
- при заданном предельном разрешении расширяется рабочий временной диапазон, не ограничиваемый размером люминофора;
- динамический диапазон 10^4-10^5 ;
- появляется возможность наблюдения быстрых изменений формы и длительности исследуемого сигнала, так как нет ограничений, вносимых длительностью свечения люминофора;
- поскольку сканирование распределения происходит на оптической оси диссектора, рабочая область развертки изображения может составлять доли миллиметра, что облегчает задачу конструирования отклоняющей системы;
- при заданном разрешении и прочих равных условиях время измерения пропорционально длительности исследуемого сигнала.

Последнее свойство является недостатком метода, но его отрицательная роль проявляется только при работе с сигналами предельно малой интенсивности. Как правило, длительность сгустка электронов составляет незначительную часть периода повторения, поэтому сканирование распределения $q(x)$ осуществляется низкочастотным напряжением развертки, подаваемым на отклоняющие пластины диссектора одновременно с напряжением ВЧ-раз-

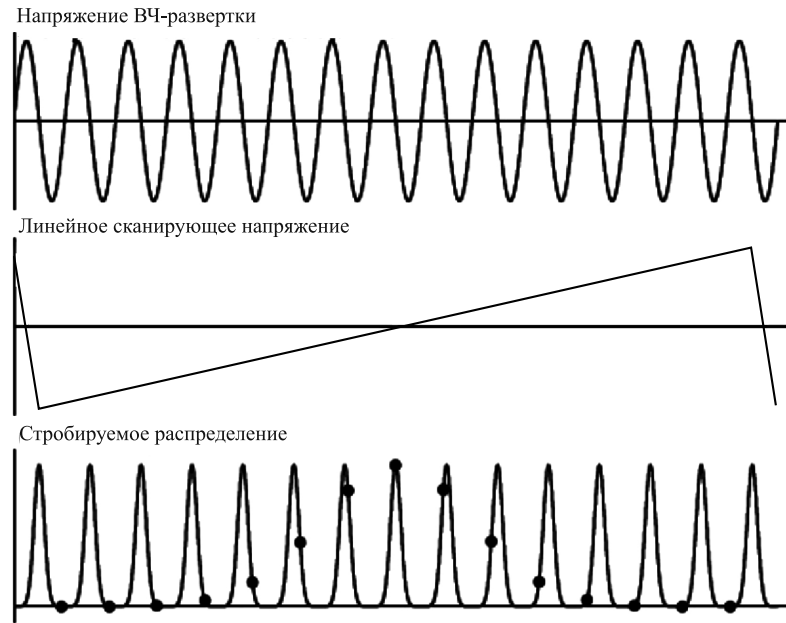


Рис. 43. Схема развертки диссектора

вертки. На рис. 43 представлены графики, поясняющие процесс сканирования линейным пилообразным напряжением.

Применение в электронно-оптических преобразователях сетки для повышения напряженности электрического поля до 60 кВ/см обеспечивает физическое разрешение лучше 1 пс в широкой области спектра. Более подробно об особенностях работы диссектора см. [1]. Пример использования диссектора для диагностики продольной многосгустковой неустойчивости пучка, возбуждаемой взаимодействием сгустков с паразитными высшими модами ускоряющих резонаторов, приведен на рис. 44, где представлены осциллограммы выходных сигналов диссекторов, входящих в систему оптической диагностики коллайдера ВЭПП-4М и используемых для измерения продольного распределения плотности пучков электронов и позитронов.

На рис. 44, *а* отображается равновесное распределение плотности двух электронных (нижние осциллограммы) и двух позитронных (верхние осциллограммы) сгустков, а на рис. 44, *б* — фазовые колебания, возбужденные высшими модами резонаторов.

Диссектор характеризуется необычайно высокой надежностью и является единственным прибором, способным обеспечивать непрерывное измерение продольного размера пучка, в том числе и при работе ускорителя в много-

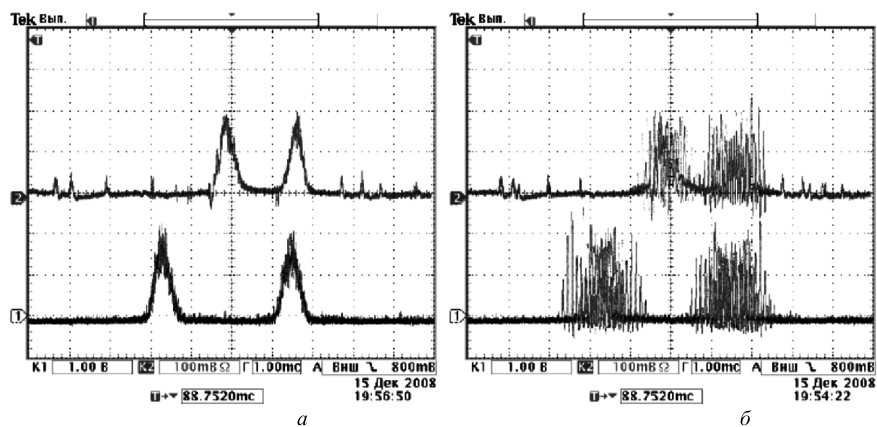


Рис. 44. Продольное распределение плотности пучка, измеренное диссектором: *а)* равновесное; *б)* с фазовыми колебаниями

ступковом режиме [38]. Стрик-камеры, о которых пойдет речь в следующем пункте, гораздо более «капризны» и являются диагностическим инструментом, осуществляющим нерегулярные измерения по запросу пользователя.

2.2. Стрик-камера. Весьма востребованным инструментом для оптической диагностики пучков является электронно-оптическая камера со скоростной разверткой — стрик-камера (streak camera, от англ. streak — штрих, полоска). Основными преимуществами стрик-камер являются пикосекундное временное разрешение, высокая частота сканирования, достаточно высокая чувствительность [39]. Широкому применению стрик-камер в ускорительной технике способствует также развитие и совершенствование оптических систем и систем синхронизации. Основным сдерживающим фактором использования стрик-камер является их высокая стоимость, однако в последнее время наблюдается тенденция к удешевлению. Входным сигналом стрик-камеры является короткий (порядка 1 пс) световой импульс. В ускорителях это может быть синхротронное излучение, излучение лазеров на свободных электронах, оптическое переходное излучение. Спектр излучения может простирается от инфракрасного до жесткого рентгеновского. На выходе стрик-камера дает двумерное изображение пучка, анализ которого позволяет получить информацию о распределении интенсивности и временной структуре входного светового импульса.

Основной принцип работы стрик-камеры — преобразование временного распределения световых импульсов в пространственное. Рассмотрим устройство стрик-камеры на примере прибора, используемого на источнике СИ ESRF (Франция) [40] (рис. 45, 46).

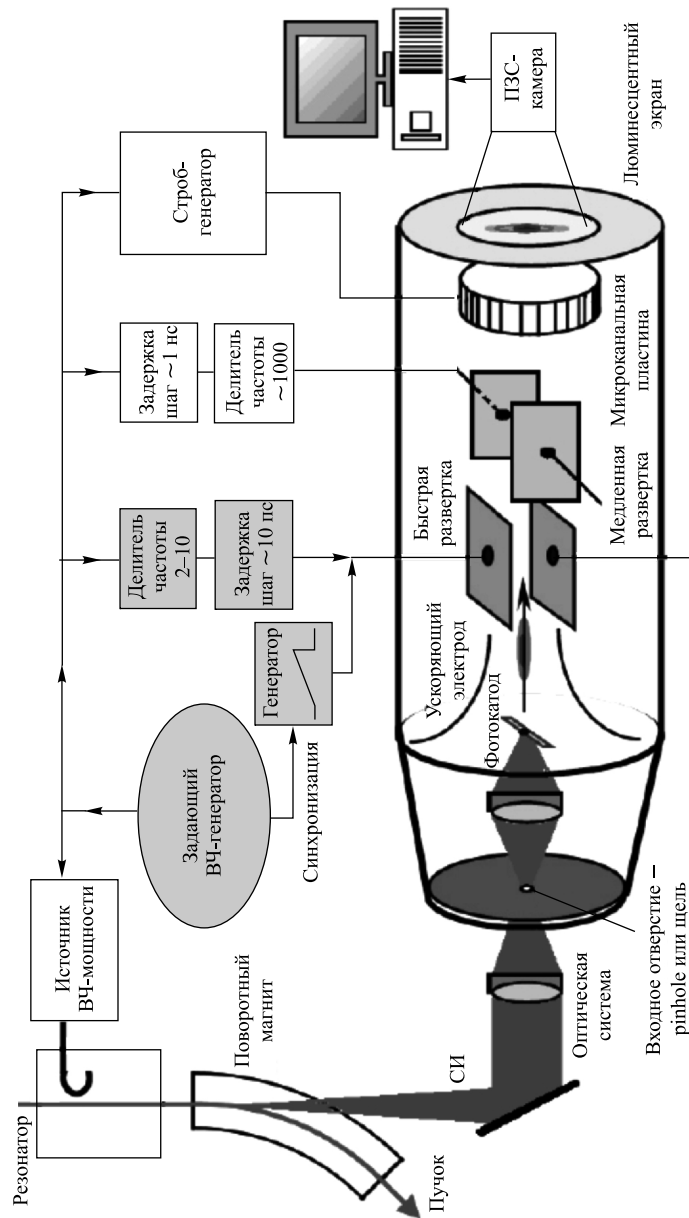


Рис. 45. Схема стрик-камеры



Рис. 46. Внешний вид стрик-камеры с двойной отклоняющей системой

Короткий (от 10 пс до 1 нс) импульс синхротронного излучения из поворотного магнита проходит оптическую систему и попадает на фотокатод. Фотокатод преобразует падающий свет в пучок электронов, повторяющий временное распределение светового импульса. Электронный пучок после ускорения высоковольтным напряжением проходит через систему отклоняющих электродов. Время нарастания пилообразного импульса развертки порядка длины электронного пучка, что приводит к отклонению частиц пучка по вертикали, пропорциональному продольной координате.

Таким образом продольное распределение частиц трансформируется в поперечное. Затем электронный пучок падает на микроканальную пластину (МКП), в которой происходит значительное (в тысячи раз) усиление интенсивности. После усиления на МКП электронный пучок попадает на люминесцентный экран. Интенсивность светового пятна на экране пропорциональна интенсивности электронного пучка. Вертикальное распределение интенсивности изображения пропорционально временному распределению интенсивности исходного импульса синхротронного излучения, падающего на фотокатод. Горизонтальное распределение интенсивности изображения повторяет пространственное распределение импульса СИ. Свет, испускаемый люминесцентным экраном, фокусируется на ПЗС-камере. Оцифрованный сигнал ПЗС-камеры передается в управляющий компьютер для последующей обработки.

Очень важным для ускорительной физики расширением возможностей стрик-камеры является система двойной развертки (dual sweep), реализуемая с помощью дополнительной пары отклоняющих пластин, ориентированных перпендикулярно пластинам, осуществляющим преобразование временного распределения сигнала в пространственное. Таким образом, в дополнение к быстрой (порядка 500 пс) развертке добавляется медленная — от 100 нс до 10 мс. В двумерном изображении пучка, регистрируемом ПЗС-камерой с характерным временем интегрирования 10–100 мс, двойная развертка позволяет в удобном для обработки виде представить как быстрое (по горизонтали), так и медленное (по вертикали) движение пучка. Система двойной развертки дает возможность регистрировать несколько изображений пучка на одном вы-

ходном изображении, регистрируемом ПЗС-камерой, если входной световой импульс повторяется, как, например, синхротронное излучение из поворотного магнита в циклическом ускорителе. Если время медленной развертки соответствует частоте обращения пучка, то последовательные изображения пучка на каждом обороте располагаются один за другим на выходном изображении. Таким образом осуществляется визуализация сравнительно медленной временной эволюции характеристик короткого светового сигнала, таких как длительность, распределение интенсивности и фазовая стабильность (jitter). Для более полного использования возможностей двойной развертки важно, чтобы высоковольтное напряжение быстрой развертки было синхронизовано с частотой повторения световых импульсов и было стабильным по фазе. Стрик-камеры могут использоваться в двух режимах работы — однократной развертки (single sweep) или синхронной развертки (synchroscan). В режиме single sweep развертка сигнала осуществляется высоковольтным пилообразным напряжением. В этом режиме достигается наивысшее временное разрешение — порядка 1 пс. Однако из-за широкой полосы пилообразного импульса частота повторения ограничена несколькими килогерцами, а фазовая стабильность составляет величину около 10 пс. В режиме synchroscan высоковольтное отклоняющее напряжение формируется синусоидальным сигналом в диапазоне 50–250 МГц. В этом режиме благодаря узкополосному отклоняющему сигналу гораздо проще обеспечить линейность высоковольтного усилителя, чем в случае широкополосного сигнала пилообразной развертки. В циклических ускорителях синусоидальный сигнал, синхронизованный с пучком, берется от задающего генератора ускоряющей ВЧ-системы. В режиме synchroscan достигается наилучшая фазовая стабильность — 2 пс и менее. При необходимости фазовая стабильность может быть еще улучшена с помощью встроенных систем фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ). Диапазон частот и линейность развертки обычно достаточны для прецизионных измерений.

В случаях, когда представляет интерес только временное (продольное) распределение интенсивности, входной световой пучок обычно ограничивается в поперечном направлении с помощью точечного (pinhole) или щелевого коллиматора. Тем не менее с помощью соответствующей входной оптической системы двумерная информация об источнике света, которым в случае СИ является пучок частиц, может быть сохранена в изображении, сфокусированном на фотокатоде стрик-камеры. Для соответствия размеров изображения размерам фотокатода (обычно порядка 2×10 мм) требуется увеличение и, возможно, поворот исходного изображения. Дальнейшие преобразования, такие как удвоение и поворот изображения с помощью зеркал, а также введение временных задержек в комбинации с двойной разверткой, позволяют проводить диагностику в трех измерениях (продольном, горизонтальном и вертикальном) нескольких последовательных сгустков частиц, регистрируемых на одном вы-

ходном изображении. Каждое изображение пучка может использоваться для получения информации о быстрых изменениях в продольном и поперечном положении и размерах пучка в течение нескольких последовательных оборотов. В такой конфигурации пространственное разрешение системы ограничено дифракцией. Это ограничение весьма существенно для видимого света, так как поперечные размеры пучка малы у большинства современных ускорителей. Использование рентгеновского излучения практически свободно от дифракционных ограничений, однако в этом случае оптическая система значительно усложняется.

Временное разрешение основного элемента стрик-камеры — электронно-оптического преобразователя — ограничено главным образом двумя факторами: конструктивным исполнением (пространственное разрешение формируемого изображения, скорость развертки) и энергетическим разбросом фотоэлектронов, приводящим к наличию временной дисперсии. Энергетический разброс в основном определяется материалом фотокаатода и величиной ускоряющего напряжения. Взаимное отталкивание фотоэлектронов также вызывает заметную временную дисперсию (эффект пространственного заряда). Для уменьшения этого эффекта число фотонов в световом импульсе должно быть ниже определенного уровня. Однако при работе с сигналами малой интенсивности ухудшается качество измерений за счет уменьшения отношения сигнал/шум. Световой поток уменьшается экспоненциально с уменьшением длительности входного сигнала, это значит, что качество измерений значительно падает в случае измерения коротких световых импульсов в режиме однократной развертки (*single sweep*). Если источник света повторяющийся и стабильный по фазе, то исходно низкое качество данных может быть в принципе улучшено с помощью накопления, однако при отклонениях фазовой синхронизации пучка и развертки стрик-камеры от идеальной (*jitter*) результат измерений будет неправильным. Фазовая стабильность современных стрик-камер в режиме с синхронной разверткой (*synchroscan*) сравнима с собственным временным разрешением камеры (1–2 пс) и пренебрежимо мала по сравнению с длительностью импульса СИ в большинстве современных ускорителей (30–200 пс). Однако для сверхбыстрых стрик-камер (< 1 пс) это ограничение весьма существенно. Из-за низкого качества данных в режиме однократной развертки измерения возможны только в режиме накопления. Достигнута фазовая стабильность синхронизации в режиме накопления 500 фс, что лучше чем собственное временное разрешение. В самых быстрых стрик-камерах собственное разрешение удалось улучшить за счет сверхвысоких ускоряющих полей (более 50 кВ/см), часто импульсных для уменьшения вероятности электрического пробоя. Однако в циклическом режиме работы стрик-камер небольшие флуктуации высокого ускоряющего напряжения приводят к большой временной дисперсии и не позволяют работать в режиме накопления без потери временного разрешения. Таким образом, современ-

ные технологии изготовления стрик-камер не позволяют измерять процессы с характерными временами меньше 500 фс ($0,5 \cdot 10^{-12}$ с). Известен единственный тип стрик-камеры FESCA 200 (Hamamatsu) с заявленным временным разрешением 200 фс на длине волны падающего света 800 нм.

Чувствительность стрик-камеры в значительной степени определяется квантовым выходом фотокатода для данной энергии фотонов. В диапазоне видимого света эта величина составляет около 10% для типичных щелочных материалов фотокатода. Для рентгеновских лучей квантовый выход гораздо ниже, что часто является причиной существенного снижения отношения сигнал/шум. В отличие от герметично запаянных стрик-камер, работающих в видимом диапазоне, рентгеновские стрик-камеры представляют собой структуру с открытым входом и независимой вакуумной системой, что позволяет заменять фотокатоды в соответствии с требованиями эксперимента и энергией фотонов. Другими факторами, влияющими на чувствительность стрик-камер, являются коэффициент прохождения электронов, световыход люминофора, прохождение фотонов, излученных люминофором, к ПЗС-камере, чувствительность ПЗС-матрицы, а также шум аналоговой и цифровой считывающей электроники. В большинстве стрик-камер, работающих в видимом диапазоне, устанавливаются электронные умножители на микроканальных пластинах с регулируемым коэффициентом усиления, позволяющие довести чувствительность стрик-камеры до уровня регистрации единичных фотоэлектронов.

Важной особенностью современных стрик-камер является возможность электронного стробирования. Это позволяет визуализировать входной световой поток в течение выбранного интервала времени. Быстрое стробирование обычно осуществляется путем управления умножителем на микроканальной пластине, более медленное — с помощью фотокатода.

Как на электрон-позитронных коллайдерах, так и на источниках СИ стрик-камеры используются и для измерения длины сгустка частиц, и для ис-

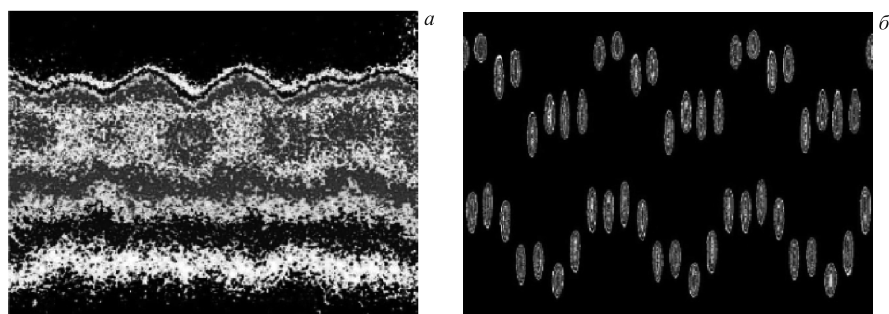


Рис. 47. Флуктуации длины пучка (а) и многосгустковая неустойчивость (б), измеренные стрик-камерой (ESRF)

следования разнообразных видов его неустойчивостей [40]. Например, высшие моды ускоряющих резонаторов, приводящие к развитию многосустковой неустойчивости, могут быть легко обнаружены с помощью стрик-камеры (рис. 47, б).

2.3. Высокочастотная стрик-камера (RF Streak Camera). Линейные электрон-позитронные коллайдеры с энергией пучков до нескольких тераэлектрон-вольт и с рекордно высокой светимостью будут, по-видимому, первыми ускорителями, требующими измерений микронных и субмикронных размеров пучка в режиме on-line.

Некоторые методы измерения поперечных размеров пучков в субмикронном диапазоне были перечислены выше. Техника измерения фемтосекундных импульсов, необходимая для диагностики пучков с продольным размером в несколько десятков микрометров, бурно развивается в последние годы [41], хотя иногда и на основе сравнительно старых идей.

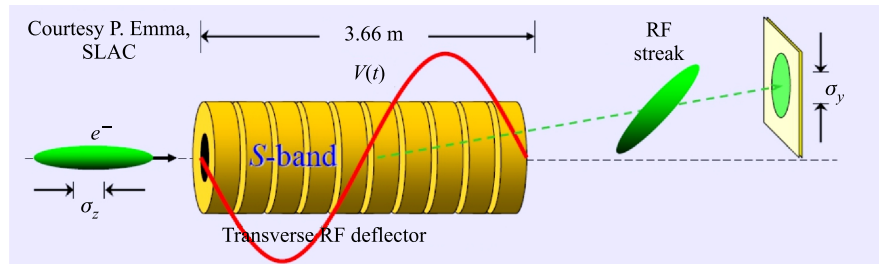


Рис. 48. Принцип действия высокочастотной стрик-камеры

Так, предложенная еще в 1960-е гг. отклоняющая ВЧ-структура LOLA [42] позволяет получить временное разрешение около 20 фс. Принцип действия диагностики в чем-то похож на принцип действия стрик-камеры: продольное распределение пучка σ_z под действием ВЧ-поля преобразуется в поперечное σ_y (рис. 48), и размер полоски на люминофорном экране позволяет определить длину пучка [43]. В отличие от стрик-камеры данный вид диагностики является контактным. С 2005 г. этот метод измерения длительности пучка используется на лазере на свободных электронах FLASH (DESY, Германия) [44]. Помимо продольного размера диагностика позволяет определять и радиальный размер пучка σ_x .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптические методы диагностики пучков продолжают прогрессировать вместе с развитием ускорительной техники. В рамках обзора была сделана попытка дать читателю представление о наиболее популярных методиках, из

которых хотя бы одна обязательно используется на действующих электронных коллайдерах или источниках СИ. Более подробные сведения могут быть найдены в цитируемой литературе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Smaluk V.* Particle Beam Diagnostics for Accelerators. Instruments and Methods. Saarbrücken: VDM Publ., 2009.
2. Proc. of DIPAC (European Workshop on Beam Diagnostics and Instrumentation for Particle Accelerators). <http://www.jacow.org/>
3. *Walasek-Hohne B., Kube G.* A Review of Screen Monitors // Proc. of DIPAC 2011, Hamburg, 2011.
4. *Марковский Л. Я., Пекереман Ф. М., Петошина Л. Н.* Люминофоры. М.: Химия, 1966.
5. *Scheidt B. K.* Upgrade of SCRF Fluorescent Screen Monitors // Proc. of DIPAC 2003. PM14.
6. *Meshkov O. I. et al.* Experimental Comparison of Performance of Various Fluorescent Screens Applied for Relativistic Electron/Positron Beam Imaging // Proc. of DIPAC 2011, Hamburg, 2011.
7. *Dobert S. et al.* Transverse and Longitudinal Beam Diagnostics Using Transition Radiation // Proc. of EPAC 1996, Sitges (Barcelona), Spain, 1996.
8. *Frisch J. et al.* // Beam Measurements at LCLS, BIW08, MOIOTIO02, Lake Tahoe, California, USA.
9. Proc. of CERN Accelerator School. Synchrotron Radiation and Free-Electron Lasers, Brunnen, Switzerland, July 2–9, 2003.
10. *Hofmann A.* Theory of Synchrotron Radiation. SLAC, SSRL ACD-NOTE 38. 1986.
11. *Roncarolo F.* Synchrotron Radiation Measurement at the CERN LHC // Proc. of DIPAC 2011, Hamburg, 2011. WEOA04.
12. *Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н.* Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы // УФН. 1977. Т. 122, вып. 3.
13. *Widemann H.* Synchrotron Radiation. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2003.
14. *Sokolov A. A., Ternov I. M.* Synchrotron. Radiation. Pergamon Press, 1966.
15. *Anashin V. V. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V. 478. P. 420–425.
16. <http://physics.nist.gov/MajResFac/SURF/SURF/schwinger.html>
17. *Meshkov O. et al.* The Upgraded Optical Diagnostics of the VEPP-4M Collider // Proc. of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland. P. 2739–2741.
18. *Zinin E. I. et al.* // Nucl. Instr. Meth. 1983. V. 208. P. 439–441.
19. *Coppens J., Luijckx G., Zinin E.* // Proc. of EPAC 96, Sitges (Barcelona), Spain, 1996. P. 1704–1706.

20. *Berkaev D. et al.* VEPP-2000 Electron–Positron Collider Commissioning // Proc. of 40th ICFA ABDW, Novosibirsk, Russia, 2008.
21. *Rogovsky Yu. A. et al.* Beam Measurements with Visible Synchrotron Light at VEPP-2000 Collider // Proc. of DIPAC 2011, Hamburg, 2011.
22. *Tordeux M.-A. et al.* Ultimate Resolution of SOLEIL X-Ray Pinhole Camera // Proc. of DIPAC 2007, Venice, Italy, 2007.
23. *Meshkov O. I., Zhuravlev A. N., Smaluk V. V.* Multi-Pinhole Camera for Beam Position and Vertical Angle Stabilization // JINST. 2010. V. 5. P. 03004.
24. *Attwood D. T.* Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation Principles and Applications. Cambridge Univ. Press, 2000. <http://www.coe.berkeley.edu/AST/sxreuv>
25. *Brinkmann R.* Accelerator Projects at DESY // Proc. of DIPAC 2011, Hamburg, 2011.
26. *Takano S., Masaki M., Ohkuma H.* // Proc. DIPAC 2005, Lyon, France, 2005. P. 241.
27. http://accelconf.web.cern.ch/Accelconf/e06/TALKS/THOBF102_TALK.PDF
28. *Naito T., Mitsuhashi T.* Very Small Beam-Size Measurement by a Reflective Synchrotron Radiation Interferometer // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2006. V. 9, No. 12. P. 122802.
29. *Mitsuhashi T.* // Proc. of BIW 2004, Knoxville, Tennessee, USA. P. 3.
30. *Hanyo H. et al.* // Proc. of PAC99. 1999. P. 2143.
31. *Bogomyagkov A. V. et al.* New Fast Beam Profile Monitor for Electron–Positron Colliders // Rev. Sci. Instr. 2007. V. 78. P. 043305.
32. *Glukhov S. et al.* Study of Beam Dynamics during Crossing of Resonance in the VEPP-4M Storage Ring // Beam Dynamics Newslett. 2009. No. 48.
33. *Kiselev V. A. et al.* Beam Energy Spread Measurement at the VEPP-4M Electron–Positron Collider // JINST. 2007. No. 06. P. 06001.
34. *Анчугов О. В. и др.* Физика пучков заряженных частиц на ускорительном комплексе ВЭПП-4 // ЖЭТФ. 2009. Т. 136, № 4(10). С. 690–702.
35. *Shintake T.* Proposal of Nanometer Beam Size Monitor for e^+/e^- Linear Colliders // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 311, No. 3. P. 453–464.
36. *Blair G. A. et al.* Proposing a Laser Based Beam Size Monitor for the Future Linear Collider // Proc. of PAC2001, Chicago, USA, 2001.
37. *Tenenbaum P., Shintake T.* Measurement of Small Electron Beam Spots. SLAC-PUB-8057. Stanford, USA, 1999.
38. *Зинин Э. И.* Стробоскопический метод электронно-оптической хронографии с пикосекундным разрешением на основе диссектора с электростатической фокусировкой и отклонением. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-84. Новосибирск, 1981.
39. *Scheidt K.* Review of Streak Cameras for Accelerators: Features, Applications and Results // Proc. of EPAC 2000, Vienna, 2000.
40. *Scheidt K.* Dual Streak Camera at the ESRF // Proc. of EPAC 1996, Sitges (Barcelona), Spain, 1996.

41. *Femtosecond Beam Science* / Ed. by M. Uesaka. Imperial College Press, 2005.
42. *Altenmueller O. A., Larsen R. R., Loew G. A.* Investigations of Travelling-Wave Separators for the Stanford Two-Mile Linear Accelerator. Technical Report SLAC-PUB-017. Stanford Linear Accelerator Center. Stanford, CA, 1963.
43. *Krejcik P.* // LCLS — Accelerator System Overview, LINAC 2004, MO201, Lubeck, Germany, 2004.
44. *Gerth C.* Electron Beam Diagnostics for the European X-Ray Free-Electron Laser // Proc. of DIPAC07, Venice, Italy, May 20–23, 2007.