

либо решают обратную задачу на основе экспериментально полученной информации о величинах, являющихся функционалами от ФРЭ.

Наиболее распространены методы диагностики энергетического распределения электронов, основанные на его восстановлении по результатам измерения профиля поглощенной энергии или заряда в полубесконечном поглотителе [1, 2]. Однако в этих методах не учитывается угловая зависимость в ФРЭ, что может приводить к значительным погрешностям в результатах восстановления. Более перспективными, на наш взгляд, являются методы получения информации о ФРЭ на основе пространственных характеристик тормозного излучения (ТИ), генерируемого пучком в плоской мишени (конверторе) из тяжелого материала, устанавливаемой перпендикулярно оси пучка (рис. 1). Они позволяют достаточно корректно учесть угловую зависимость и получить таким образом, в отличие от существующих методов, более строгую оценку ФРЭ.

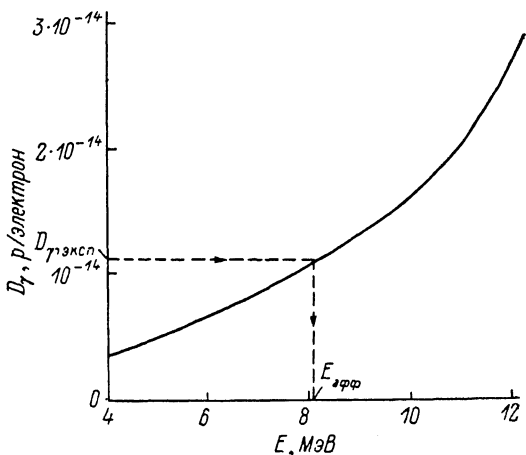
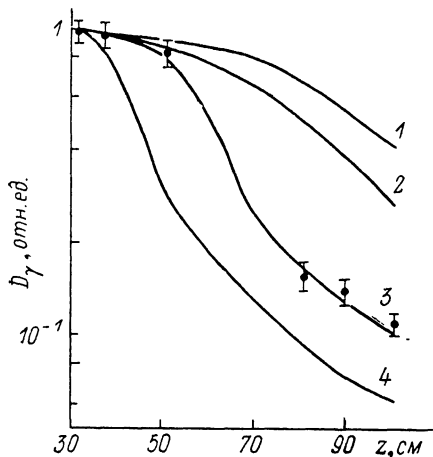


Рис. 2. Относительный профиль изменения экспозиционной дозы тормозного излучения D_γ на центральной оси пучка для ускорителя типа ЛИУ.

Мишень 2 мм Та, $R_0=12$ см; кривые — расчет, точки — эксперимент; 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20 μ .

Рис. 3. Зависимость D_γ от энергии E в точке $z=1$ м при $\theta=15^\circ$.

$D_\gamma, \text{эксп}$ — экспериментальная величина.

Общий подход заключается в следующем. Считая, что пучок осесимметричен и радиальный профиль пучка не меняется во времени, представим ФРЭ, падающих на конвертор, в виде

$$f(E, \theta, \varphi, r, t) = p(r) q(\varphi) \delta [E - E_{эфф}(t)] \delta [\theta - \theta_{эфф}(t)].$$

Здесь E — кинетическая энергия электрона (МэВ); θ — угол между вектором скорости электрона и осью симметрии пучка z ; φ — азимутальный угол вектора скорости; $p(r)$ — радиальный профиль пучка, который можно определить экспериментально.

Угловая зависимость сечения образования тормозных фотонов, как известно, хорошо описывается выражением [3, 4]

$$\sigma(E, \theta_\gamma) \simeq (1 + \epsilon^2 \theta_\gamma^2)^{-2},$$

где $\epsilon = 1 + (E/0.511)$, θ_γ — угол вылета фотона относительно направления движения электрона.

Видно, что в диапазоне малых углов $\theta_\gamma < \epsilon^{-1}$, где испускается основная часть ТИ, относительное изменение интенсивности ТИ слабо зависит от E . Поскольку для релятивистских энергий $E \gg 0.511$ МэВ можно с хорошей точностью считать, что электрон на толщинах, меньших, чем пробег, движется по прямой, то можно сделать вывод, что в переднем полупространстве можно выделить объем, в котором относительное изменение характеристик ТИ будет слабо зависеть от энергии E и определяться только углом θ . Сравнивая, например, относительное распределение дозы (мощности дозы) в таком объеме, рассчитанное путем численного моделирования электрон-фотонного транспорта в мишени для различных θ , с дозным распределением, полученным экспериментально, можно достаточно корректно оценить $\theta_{эфф}(t)$. Далее, зная $\theta_{эфф}(t)$, из сравнения абсолютных расчетных и экспериментальных значений

дозовых характеристик поля ТИ, нормированных на постоянное число электронов, падающих на мишень, можно однозначно определить $E_{эфф}(t)$. Зная измеренную временную зависимость тока пучка $I(t)$, из полученных зависимостей $\theta_{эфф}(t)$ и $E_{эфф}(t)$ стандартным образом можно построить эффективный за импульс энергетический (и угловой) спектр

$$\Psi_i = \frac{1}{e} \int_{\Omega_i} I(\tau) d\tau, \quad i=1, 2, \dots, N,$$

где Ω_i — множество точек по времени, для которых

$$E_i < E_{эфф}(t) < E_{i+1} (\theta_i < \theta_{эфф}(t) < \theta_{i+1}),$$

Ψ_i — число электронов в i -й группе, e — заряд электрона.

2. В качестве примера практической реализации предложенного подхода рассмотрим частный случай транспортировки трубчатого РЭП в вакууме во внешнем аксиальном магнитном поле B_z . В такой геометрии, как показывает предварительный анализ расчетной информации, для получения сведений об угле $\theta_{эфф}$ можно использовать относительный профиль дозы ТИ, измеренный на центральной оси пучка в интервале $z_0 \leq z \leq z_1$, $z_1 \approx (3..4) z_0$ (рис. 1) с помощью сцинтилляционных (динамических) либо термолюминесцентных (интегральных) детекторов. Если угловое

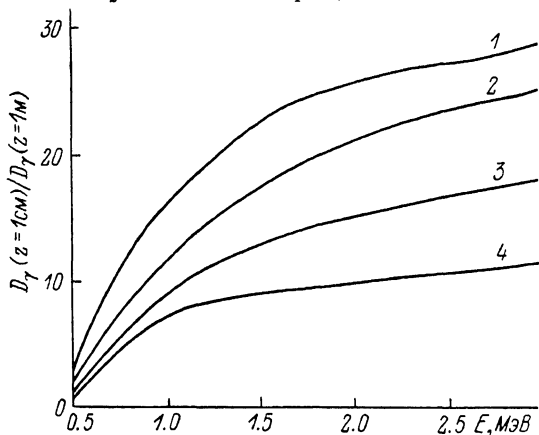


Рис. 4. Зависимость отношения $D_\gamma(z=1 \text{ см})/D_\gamma(z=100 \text{ см})$ от энергии электронов при различных углах θ . Мишень 2 мм Та, 1 см Al; $R_p=10 \text{ см}$; θ , град: 1 — 50, 2 — 40, 3 — 20, 4 — 10.

разрешение используемых детекторов при данном радиусе пучка недостаточно, то указанные измерения проводят на оси, сдвинутой параллельно центральной на 10..15 см.

Для иллюстрации на рис. 2 представлены полученные с помощью моделирования методом Монте—Карло электрон-фотонного транспорта в танталовой мишени толщиной 2 мм относительные профили дозы ТИ для ускорителя типа ЛИУ [8] при различных углах θ . Для рассматриваемого в данной работе ускорителя характерный диапазон изменения энергии электронов $4 \leq E \leq 12 \text{ МэВ}$. Радиальный профиль пучка, как показывают проведенные экспериментальные исследования, представляет собой кольцо со средним радиусом 12 см и толщиной 2 см с равномерным распределением. Распределение $q(\varphi)$ на мишени можно считать равномерным в интервале $[0, 2\pi]$ вследствие циклотронного вращения электронов в сильном ведущем магнитном поле ($B_z \approx 5 \text{ кГс}$).

Измерения проводились с помощью термолюминесцентных детекторов на основе LiF в диапазоне от $z_0=25 \text{ см}$ до $z_1=100 \text{ см}$. Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что в данном случае $\theta_{эфф} \approx 15^\circ$. Для определения $E_{эфф}$ был измерен полный ток пучка вблизи мишени с помощью пояса Роговского. Сравнение дозы на расстоянии 100 см от мишени при определенном выше значении $\theta_{эфф}$ с экспериментальной величиной $D_\gamma, \text{эксп}$, как видно из приведенной на рис. 3 зависимости, дает значение $E_{эфф}=8.2 \text{ МэВ}$. При этом погрешность в определении величин $E_{эфф}$, $\theta_{эфф}$ составляет около 20 %, если учесть, что погрешность измерений приблизительно 10 %, то погрешность расчета несколько процентов.

Следует отметить, что анализ эффективности предложенного метода диагностики был проведен здесь для случая, когда угловая и энергетическая зависимости в ФРЭ являются δ -функциями. Если эти распределения, как это обычно бывает на практике, будут иметь вид гауссианов

$$\left[f(\theta) \sim e^{-\frac{(\theta-\theta_0)^2}{2\sigma_\theta^2}}, \quad f(E) \sim e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_E^2}} \right],$$

то легко показать, что при выполнении условий

$$\frac{\partial D_{\gamma, \text{отн}}}{\partial \theta} \simeq \text{const}, \quad D_{\gamma} \sim E,$$

которые имеют место в характерном диапазоне изменений θ , E для конкретного ускорителя (рис. 2, 3), данный метод позволяет надежно определять наиболее вероятные значения θ_0 , E_0 с погрешностью, указанной выше.

3. Описанный метод может приводить к значительным погрешностям, если полный ток определяется не только быстрыми электронами, но также ионами плазмы мишени и замедлившимися электронами, не дающими вклада в ТИ. Такая ситуация характерна для сильноточных ускорителей с диодом прямого действия. В этом случае возможен другой метод определения $E_{\text{эфф}}$ — без использования информации о токе пучка. Суть в том, что поле ТИ в области $z \ll z_0$ (рис. 1) формируется за счет фотонов, вылетающих под большими углами к направлению движения электрона. Ясно, что с уменьшением E относительный выход фотонов в диапазоне углов $\theta_{\gamma} > 50^\circ$ должен возрастать, что обусловлено уширением угловых распределений в сечениях многократного рассеяния электронов и генерации ТИ. С другой стороны, с уменьшением E возрастает роль самопоглощения фотонов в мишени. В итоге зависимость интенсивности ТИ вблизи мишени от энергии электронов определяется конкуренцией этих двух эффектов, однако для ограниченного диапазона E , что на практике, как правило, имеет место для конкретного ускорителя, наблюдается заметная зависимость относительного изменения дозы ТИ вблизи мишени от E , что может быть использовано для определения энергии ускоренных электронов. Для иллюстрации сказанного на рис. 4 приводятся некоторые результаты расчетов.

Таким образом, зная дозовые характеристики поля ТИ в определенных точках переднего полупространства (минимум в трех), можно достаточно корректно определять эффективные параметры электронного пучка, падающего на облучаемый объект.

Список литературы

- [1] Дергобузов К. А. ПТЭ. 1975. № 1. С. 29—30.
- [2] Аржанников А. В. Препринт ИЯФ. № 77-102. Новосибирск, 1977.
- [3] Shiff L. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 252.
- [4] Lanzi L., Hanson A. // Phys. Rev. 1951. Vol. 83. P. 959.
- [5] Павловский А. И., Босамыкин В. С., Савченко В. А. и др. // ДАН СССР. 1980. № 250. С. 1118—1122.

Поступило в Редакцию
24 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
28 апреля 1990 г.



ГРАНУЛИРОВАННАЯ СТРУКТУРА И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА Bi(Pb)—Sr—Ca—Cu—O КЕРАМИКИ

А. К. Асадов, П. Н. Михеенко, А. С. Стоян

Одним из наиболее перспективных высокотемпературных сверхпроводников на данном этапе является висмутовая металлооксидная керамика. Она не содержит ядовитых соединений, ее компоненты дешевы и самое главное имеет высокотемпературную фазу $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_{1-x}$ (фаза 2223 с размером ячейки вдоль оси C 37 Å) с $T_c=110-120$ К. Хотя наиболее термодинамически устойчивой является ее низкотемпературная фаза 2212 (размер ячейки вдоль оси C 31 Å) с $T_c=80$ К, однако, как показали исследования [1], замещение части висмута свинцом (20—30 %) позволяет стабильно получать однофазные образцы с максимальными критическими температурами. Несмотря на столь высокие значения T_c , плотности критических токов продолжают оставаться крайне низкими даже в сравнении с иттриевой керамикой. Например, наибольшее значение j_c , полученное в [2] на Bi(Pb)—Sr—Ca—Cu—O сверхпро-