

УДК 539.17:621.384.63

ВОЗМОЖНОСТИ КОНТРОЛЯ СВЕТИМОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ВНУТРЕННИМИ МИШЕНЯМИ НА НУКЛОТРОНЕ ПО δ -ЭЛЕКТРОНАМ

А. С. Артёмов, С. В. Афанасьев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрен новый метод и предложено диагностическое устройство для контроля светимости по δ -электронам при проведении физических экспериментов с использованием циркулирующих пучков ядер и различных фольговых и нитевидных внутренних мишеней на нуклотроне. Показана возможность оперативного контроля этой величины в каждом цикле работы ускорителя. Проанализированы вопросы калибровки устройства, связанные с особенностями рождения и транспортировки δ -электронов в одно- и многокомпонентных мишенях.

A new method for control of luminosity by means of δ -electrons is considered and a diagnostic apparatus is proposed. This apparatus can be used for physics experiments with circulating nuclear beams and various foil or fiber internal targets at the Nuclotron. A possibility of operative control of the luminosity in every run of the accelerator is shown. The peculiarities of the apparatus calibration are analyzed in connection with creation of δ -electrons and their moving in one- and multi-component targets.

ВВЕДЕНИЕ

При проведении физических экспериментов с использованием внутренних мишеней и циркулирующих пучков на синхротронах важно оперативно контролировать интенсивность взаимодействия во времени. Эта величина при единичном сечении определяется светимостью (L_c , $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). При этом число регистрируемых в единицу времени вторичных частиц ($dN/d\Omega$) и дифференциальное сечение ($d\sigma/d\Omega$) их рождения под углом θ связаны соотношением

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta) = L_c \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta). \quad (1)$$

Таким образом, разработка достаточно универсального метода оперативного контроля светимости для различных пучков и внутренних мишеней весьма актуальна. Это важно также потому, что такого метода диагностики, по-видимому, нет.

Одними из основных составляющих любого вещества являются электроны. Следует также отметить, что в настоящее время электроны эмиссии из тонких фольг успешно используются для разработки мониторов выведенного пучка из ускорителей (см., например, [1]). Поэтому представляет интерес использовать парное кулоновское взаимодействие частиц циркулирующего пучка с электронами мишени для контроля светимости.

1. МЕХАНИЗМ РОЖДЕНИЯ δ -ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ ТОНКОЙ МИШЕНИ

Общая схема парного кулоновского взаимодействия налетающего ядра с электроном мишени при различных прицельных параметрах (b) представлена на рис. 1, 2. Здесь Z_p и Z_t — заряды ядер пучка и мишени соответственно; β и β_0 — скорости налетающего ядра и электрона мишени (в отн. единицах); θ_e и E_e — угол вылета электрона и его кинетическая энергия после взаимодействия с ядром пучка; $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Схема «чистого» парного взаимодействия ядра Z_p с электроном приведена на рис. 1. В этом случае

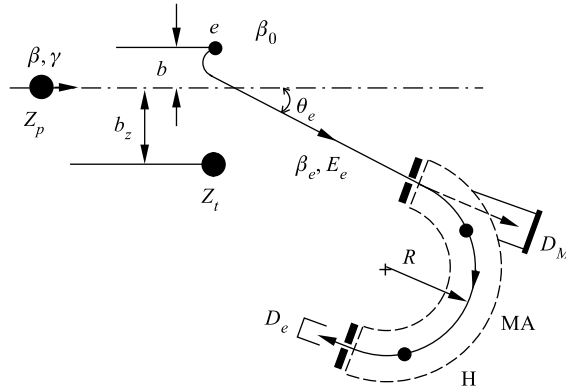


Рис. 1. Парное столкновение со свободным электроном

$b \ll b_z$ и влиянием поля собственного ядра мишени Z_t можно пренебречь. При $\beta_0 \ll \beta$ электрон можно считать первоначально покоящимся, и в результате взаимодействия с налетающим ядром он приобретает энергию E_e , кинематически однозначно связанную с углом вылета θ_e (δ -электрон) [2].

$$E_e = 2m_e \frac{(\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta_e}{\gamma^2 - (\gamma^2 - 1) \cos^2 \theta_e}. \quad (2)$$

Ее величина связана с прицельным параметром взаимодействия (b) выражением [3]

$$E_e = (Z_p)^2 \frac{2m_e r_e^2}{\beta^2 b^2}. \quad (3)$$

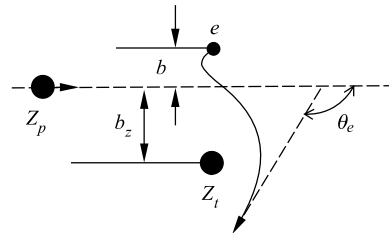


Рис. 2. Парное столкновение в присутствии ядра мишени

Объединяя (2) и (3), при учете $d\sigma_e = 2\pi b db$, получаем

$$d\sigma_e = 2\pi(Z_p)^2 \frac{r_e^2 \sin \theta_e}{\beta^4 \cos^3 \theta_e} d\theta_e = (Z_p)^2 \frac{r_e^2}{\beta^4} \frac{d\Omega_e}{\cos^3 \theta_e}, \quad (4)$$

где $r_e = 2,82 \cdot 10^{-13}$ см — классический радиус электрона, а $0 \leq \theta_e \leq 90^\circ$. При $b_z \ll \sim b$ доминируют парные столкновения налетающего ядра с электроном в присутствии поля ядра мишени (рис. 2). Электрон вначале увлекается ядром пучка, а затем,

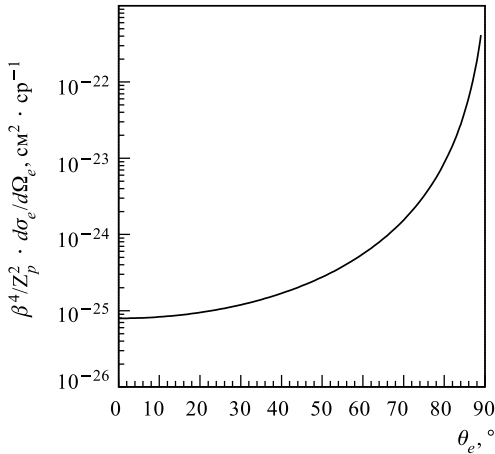


Рис. 3. Зависимость дифференциального сечения выхода δ -электронов $d\sigma_e/d\Omega_e$ ($\text{см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$) от угла θ_e относительно импульса налетающей частицы

$d\sigma_e/d\Omega_e(\theta_e)$ и измеренному значению $dN_e/d\Omega_e(\theta_e)$ с учетом геометрических факторов устройства и эффективности регистрации электронов детектором D_e .

2. АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТЕЙ МЕТОДА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К НУКЛОТРОНУ

Рассмотрим возможности реализации данного метода контроля светимости в экспериментах с внутренними мишенями на нуклотроне. На рис. 4, в соответствии с выражением (2), приведена расчетная энергия δ -электронов E_e в зависимости от угла θ_e их регистрации при различных характерных для нуклотрона энергиях E_p налетающих на мишень ядер.

Соответствующие дифференциальные сечения $d\sigma_e/d\Omega_e$ в зависимости от энергии E_p при различных значениях θ_e представлены на рис. 5.

С учетом того, что область взаимодействия пучка с мишенью и угловой аксептанс магнитного анализатора электронов конечны, необходимо выбирать диапазон регистрации углов θ_e с наиболее пологой областью зависимости $d\sigma_e/d\Omega_e$ на рис. 3. Ниже приведены

не успев набрать необходимую скорость, попадает под влияние поля собственного ядра. В результате имеем эмиссию электронов в кулоновском поле двух центров. При этом $0 \leq \theta_e \leq 180^\circ$ с близким к равномерному дифференциальным сечением. Графическая зависимость дифференциального сечения (4) представлена на рис. 3. При росте величины b угол θ_e приближается к 90° и, под влиянием двухцентрового канала эмиссии электронов, $d\sigma_e/d\Omega_e$ отклоняется от зависимости (4). Поэтому, в соответствии с рис. 1, δ -электроны необходимо регистрировать под углом θ_e из наиболее оптимальной области, где справедливо выражение (4). Сепарация этих электронов может быть осуществлена, например, 180° магнитным анализатором (МА) с однородным полем. При этом для однородных мишеней в первом приближении необходимая характеристика L_c определяется с помощью выражения (1) по приведенной на рис. 3 величине

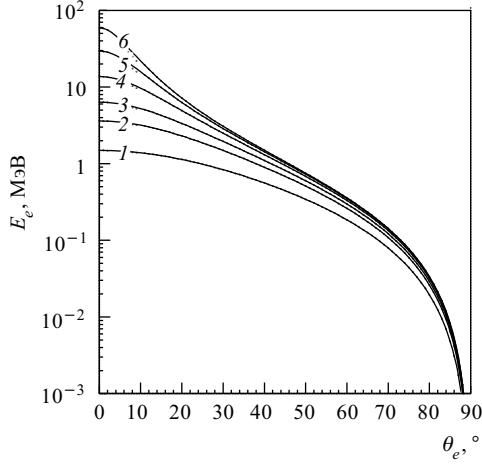


Рис. 4. Расчетная энергия δ -электронов E_e в зависимости от угла θ_e . E_p (ГэВ \cdot нуклон $^{-1}$) = 0,5 (кривая 1), 1 (кривая 2), 1,5 (кривая 3), 2,5 (кривая 4), 4 (кривая 5), 6 (кривая 6)

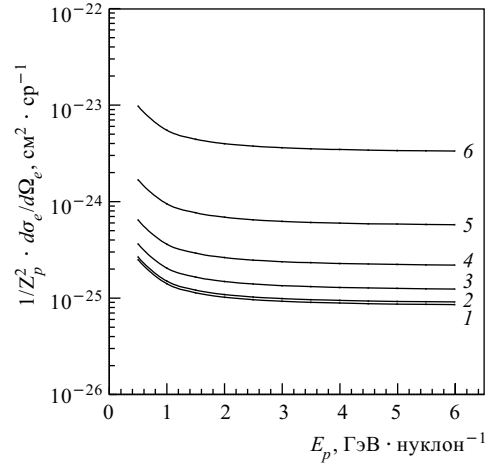


Рис. 5. Дифференциальные сечения $d\sigma_e/d\Omega_e$ в зависимости от энергии E_p при различных значениях θ_e . $\theta_e = 9^\circ$ (кривая 1), 15° (кривая 2), 30° (кривая 3), 45° (кривая 4), 65° (кривая 5), 75° (кривая 6)

расчетные значения этих величин ($\text{см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$) для $\theta_e = 9, 15^\circ$ и ряда значений энергий на нуклон, ГэВ \cdot нуклон $^{-1}$ (в круглых скобках) для налетающих ядер.

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(9^\circ) = 10^{-26} Z_p^2 [8,6(6); 8,9(4); 9,7(2,5); 11,5(1,5); 14,1(1); 25(0,5)]; \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(15^\circ) = 10^{-26} Z_p^2 [9,34(6); 9,73(4); 10,5(2,5); 12,5(1,5); 15,4(1); 27,3(0,5)]. \quad (6)$$

Ожидаемое число δ -электронов из внутренней мишени при ее взаимодействии с циркулирующим пучком ядер на синхротроне за время цикла его работы (T_c) определяется выражением

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e)|_c = \bar{L}_c T_c Z_t \frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(\theta_e), \quad (7)$$

где \bar{L}_c — усредненная за время цикла светимость. Максимальное значение \bar{L}_c достигается, когда время жизни взаимодействующего с мишенью ускоренного пучка на орбите меньше или порядка длительности его циркуляции без нее. Обычно это выполняется для фольговых или нитевидных мишеней. В соответствии с [4] на рис. 6 приведены максимальные расчетные величины усредненных за время цикла ($T_c = 10$ с) светимостей, нормированных на число N_0 ускоренных ядер (d, C, Ar) при их взаимодействии с различными внутренними мишенями (A_t) на нуклотроне.

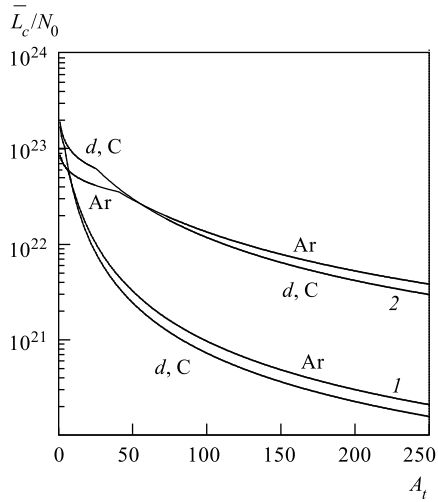


Рис. 6. Максимальные величины усредненных за время цикла ($T_c = 10$ с) светимостей ($\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), нормированных на число N_0 ускоренных ядер (d, C, Ar) при их взаимодействии с различными внутренними мишенями (A_t) на нуклотроне. $E_p = 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ (1), $6 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$ (2)

Экспериментальное определение величины $d\sigma_e/d\Omega_e(\theta_e)$ в принципе может быть осуществлено при калибровке устройства с мишенью в целом на выведенном пучке. При этом нужно с достаточной точностью контролировать толщину мишени t и число N_0 падающих на нее за цикл ядер. В этом случае число δ -электронов из однокомпонентной внутренней мишени будет равно

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e)|_e = t \frac{Z_t}{A_t} 6 \cdot 10^{23} N_0 \frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(\theta_e). \quad (8)$$

Найденная в результате таких измерений величина $d\sigma_e/d\Omega_e(\theta_e)$ (для конкретной комбинации характеристик пучка и мишени) может быть затем подставлена в (7) для определения \bar{L}_c .

Для ожидаемых интенсивностей пучков ядер на нуклотроне [5] справедливо соотношение $N_0(Z_p) \geq (Z_p)^{-2} N_0(d)$. Таким образом, с учетом приведенных на рис. 6 зависимостей, достаточно оценить выход δ -электронов для пучка дейтронов (d). Полученные результаты его взаимодействия с фольговыми мишенями $\text{C}, \text{Cu}, \text{W}$ и Pb толщиной 10 мкм для $N_0 = 10^{10}$; $\gamma = 2,07$ ($1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$); $7,4$ ($6 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$); и $T_c = 10$ с представлены в табл. 1 ($\theta_e = 9^\circ$) и табл. 2 ($\theta_e = 30^\circ$).

Таблица 1

	$E_d = 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$				$E_d = 6 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$			
	C	Cu	W	Pb	C	Cu	W	Pb
1	$2,5 \cdot 10^9$	$6,1 \cdot 10^8$	$2,6 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	$5,2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$	$3,2 \cdot 10^9$	$2,8 \cdot 10^9$
2	$9,2 \cdot 10^5$	$3,4 \cdot 10^6$	$6,5 \cdot 10^6$	$3,8 \cdot 10^6$	$5,7 \cdot 10^5$	$2,1 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^6$
P_e	$2,7 \cdot 10^3$	180	40	67	$9 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^3$

Таблица 2

	$E_d = 1 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$				$E_d = 6 \text{ ГэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$			
	C	Cu	W	Pb	C	Cu	W	Pb
1	$3,8 \cdot 10^9$	$9,1 \cdot 10^8$	$3,9 \cdot 10^8$	$3,4 \cdot 10^8$	$7,7 \cdot 10^9$	$7,4 \cdot 10^9$	$4,7 \cdot 10^9$	$4,2 \cdot 10^9$
2	$1,4 \cdot 10^6$	$5,1 \cdot 10^6$	$9,8 \cdot 10^6$	$5,7 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^6$	$6 \cdot 10^6$	$3,5 \cdot 10^6$
P_e	$2,7 \cdot 10^3$	180	40	67	$9 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^3$	$8 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^3$

Величины $dN_e/d\Omega_e|_c$ и $dN_e/d\Omega_e|_e$ в единицах $e \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{цикл}^{-1}$ соответственно обозначены как 1 и 2; $P_e = (dN_e/d\Omega_e|_c)/(dN_e/d\Omega_e|_e)$ — фактор циркулирующего пучка.

При взаимодействии мишеней с другими ядрами можно ориентироваться на величины 1 и 2, умноженные на $(Z_p)^2 N_0(Z_p)/N_0(d)$. Из приведенных в табл. 1 и 2 результатов видно, что, например, при акцептансе магнитного анализатора $\Delta\Omega_e \approx 10^{-5} \div 10^{-4}$ ср ожидаемые потоки регистрируемых δ -электронов достаточно велики. Они позволяют оперативно контролировать светимость в экспериментах с внутренними мишенями на циркулирующем пучке нуклотрона в каждом цикле его работы. В то же время необходимые калибровочные измерения того же устройства на выведенном пучке можно проводить за разумный (порядка несколько часов) промежуток времени.

Для ряда внутренних мишеней, например, из углерода, меди, алюминия, взаимодействию с протонами, дополнительная калибровка устройства может быть проведена при использовании активационного анализа. В этом случае отработавшая в пучке некоторое время мишень затем уходит в специальный карман для измерения ее активации, соответственно, по реакциям $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ ($\tau = 20,38$ мин), $^{\text{nat}}\text{Cu}(p, x)^{24}\text{Na}$ ($\tau = 14,96$ ч) и $^{27}\text{Al}(p, 3pn)^{24}\text{Na}$ ($\tau = 14,96$ ч), где τ — время полураспада.

3. ВОПРОСЫ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА

- Выше мы рассматривали идеальный случай парного кулоновского взаимодействия налетающих ядер с покоящимися электронами (рождение δ -электронов). В действительности даже при выполнении условия $\beta_0 \ll \beta$ имеется некоторый разброс скоростей электронов в атоме. Это приводит к размытию пика и комптоновскому профилю распределения электронов по импульсу при фиксированном θ_e . В соответствии с боровской моделью для водородоподобных систем $\beta_0 \approx Z_t/(137n)$, где n — номер оболочки атома, на котором находится электрон. Таким образом, для тяжелых мишеней условие $\beta_0 \ll \beta$ может значительно нарушаться. Например, для Pb ($Z_t = 82$, $n = 1$) имеем $\beta_0 \approx 0,6$. Это означает, что учет взаимодействия ядер пучка с такими электронами необходимо проводить только посредством дополнительной калибровки диагностического устройства с данными внутренними мишенями, при учете измеренного распределения вылетающих электронов по энергии.

- При выходе из мишени δ -электрон испытывает кратное или многократное рассеяние. В наименьшей степени это проявляется для высокоэнергетических электронов, рождающихся при малых углах θ_e . В этом случае достигается также наиболее пологая зависимость $d\sigma_e/d\Omega_e$ (см. рис.3). С учетом этого, результатов (5), (6) и табл. 1, а также конструкции ионопровода, детектирующего оборудования и станции внутренних мишеней на теплом участке нуклотрона оптимальными представляются углы $\theta_e \approx 9 \div 15^\circ$.

В соответствии с [6] среднее число столкновений релятивистских электронов в мишени толщиной t ($\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$) оценивается как

$$\bar{N} \approx 2,7 \cdot 10^3 \frac{Z_t^{1/3}(Z_t + 1)}{A_t} t.$$

Для мишеней углерода и вольфрама толщиной 10 мкм соответственно получаем $\bar{N}(\text{C}) \approx 6$ и $\bar{N}(\text{W}) \approx 10^4$. В случае небольшого числа столкновений средняя величина угла рассеяния может быть определена с помощью выражения

$$\bar{\theta} = \frac{\pi}{2} \chi \sqrt{B},$$

где $B \approx 3$ при $\bar{N} \approx 10$; χ (град) = $44,8Z_t/(\gamma_e - \gamma_e^{-1}) \cdot \sqrt{t/A_t}$; γ_e — релятивистский фактор δ -электрона при его скорости β_e . При $\bar{N} \geq 20$ и $\theta \leq 20^\circ$ происходит многократное рассеяние релятивистских электронов на угол θ (рад) с

$$\theta_{\text{rms}} = \frac{14,1}{p_e C \beta_e} \sqrt{\frac{l}{l_{\text{rad}}}},$$

где l/l_{rad} — толщина мишени в радиационных длинах ее материала; $p_e C = E_e \sqrt{(\gamma_e + 1)/(\gamma_e - 1)}$, МэВ. Для рассматриваемой углеродной мишени $\bar{\theta} \approx \theta_{\text{rms}} \approx 6 \cdot 10^{-2}$ рад при $E_e = 1$ МэВ и $\bar{\theta} \approx \theta_{\text{rms}} \approx 4 \cdot 10^{-3}$ рад при $E_e = 20$ МэВ. В случае более тяжелых мишеней той же толщины (10 мкм), например W, Au, Pb, справедлива оценка $\theta_{\text{rms}} \approx 7\bar{\theta}(C)$. Таким образом, при угловом аксептансе анализатора МА $\Delta\theta_e \leq 10^{-2}$ рад учет рассеяния δ -электронов во внутренней мишени весьма важен при разработке рассматриваемого устройства контроля светимости и его калибровке.

• Достоинства метода контроля светимости по δ -электронам в наибольшей степени могут проявить себя в применении к неоднородным или комбинированным мишеням с различным Z_t . К ним относятся, например, полиэтиленовая пленка или тонкий ($\approx 100 \text{ \AA}$) рабочий золотой слой, нанесенный на более толстую (≈ 10 мкм) несущую органическую основу. При этом представляющие интерес вторичные частицы рождаются только на конкретных (в частности, C или Au) атомах такой мишени. В то же время регистрируемые δ -электроны являются результатом взаимодействия налетающих ядер со всеми ее электронами. Таким образом, светимости, фигурирующая в (1) и определяемая с помощью выражений (7) и (8), различны по природе и, следовательно, могут значительно отличаться количественно. По-видимому, единственной возможностью в этом случае является

определение L_c в (1) за много циклов работы ускорителя с помощью хорошо известного по сечению и характерного для рабочих атомов процесса рождения вторичных частиц. При этом параллельно за тот же промежуток времени находится светимость с помощью (7) при некотором усредненном Z_t . Калибровка в данном случае заключается в том, что найденный в результате такой процедуры коэффициент пропорциональности может быть затем использован для оперативного контроля светимости L_c по δ -электронам в каждом цикле.

• Важным фактором при разработке рассматриваемого диагностического устройства контроля светимости является влияние краевого поля магнитного анализатора МА (см. рис. 1) на циркулирующий пучок. В соответствии с кривыми, представленными на рис. 4 для налетающих ядер с $E_p = 500 \div 6000$ МэВ · нуклон⁻¹, энергия δ -электронов имеет диапазон изменения $E_e = 1,4 \div 25$ МэВ при $\theta_e = 9^\circ$ и $E_e = 1,3 \div 12$ МэВ при $\theta_e = 15^\circ$. Необходимое в этом случае магнитное поле анализатора определяется с помощью выражения $1,7 \cdot 10^3 \beta_e \gamma_e = H(\text{Э}) \cdot R$ (см). При радиусе

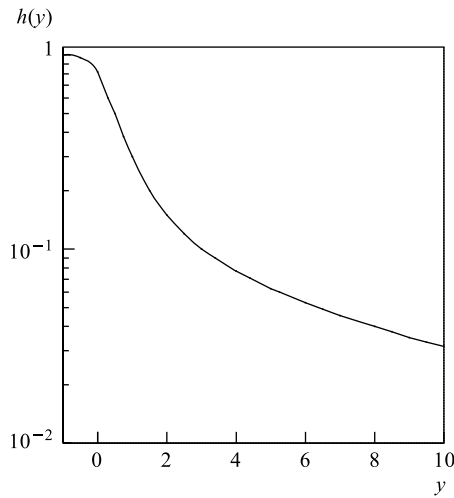


Рис. 7. Зависимость теоретического значения рассеянного поля $h(y) = H(y)/H$ от расстояния y

Рис. 7. Зависимость теоретического значения рассеянного поля $h(y) = H(y)/H$ от расстояния y

траектории электронов $R = 10$ см оно находится в интервале $H(\theta_e = 9^\circ) = 640 \div 8500$ Э и $H(\theta_e = 15^\circ) = 600 \div 4200$ Э. На рис. 7, по данным [8], приведена зависимость теоретического значения рассеянного поля $h(y) = H(y)/H$ от расстояния y (в относительных единицах к ширине зазора между полюсами) до геометрической границы анализатора МА. Для предполагаемой геометрии диагностического устройства на нуклотроне ожидаемое расстояние от полюса до оси ионопровода оценивается величиной $y \approx 3; 5$ при $\theta_e = 9^\circ$ и 15° соответственно. В этом случае расчетный спад поля будет примерно в десять и семнадцать раз. Таким образом, максимальное значение рассеянного магнитного поля от анализатора на оси ионопровода будет порядка $H_{s|\max}(\theta_e = 9^\circ) \approx 850$ Э и $H_{s|\max}(\theta_e = 15^\circ) \approx 250$ Э. В связи с тем, что данное поле перпендикулярно направлению импульса ядер, оно будет мешать процессу ускорения пучка на нуклотроне при энергии инжекции $7 \text{ МэВ} \cdot \text{нуклон}^{-1}$. Во избежание этого при проведении экспериментов с циркулирующими ядрами высоких энергий необходимо тщательно экранировать участок ионопровода в районе анализатора МА, а его магнитное поле менять во время цикла пропорционально полю диполей нуклотрона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные выше анализ и расчеты указывают на возможность разработки нового метода и устройства для оперативного контроля светимости в экспериментах с различными фольговыми и нитевидными внутренними мишенями на циркулирующих пучках ядер нуклотрона по δ -электронам в каждом цикле его работы. Возникающие при этом проблемы, связанные с конечными величинами размеров области взаимодействия и углового аксептанса магнитного анализатора-сепаратора электронов, с высокой исходной скоростью некоторых электронов в мишени и рассеянием δ -электронов в ней, могут быть решены при калибровке устройства на выведенном пучке за разумный (порядка несколько часов) промежуток времени. При этом для ряда мишеней (например, С, Си, Al) дополнительная калибровка может быть проведена с использованием активационного анализа спустя некоторое время после их взаимодействия с пучком. Предложенный алгоритм калибровки с нахождением коэффициента пропорциональности между рабочей и измеряемой по δ -электронам светимостями позволяет надеяться на эффективное использование данного метода оперативной диагностики также и для многокомпонентных внутренних мишеней с различным Z_t . Избежать влияния краевого поля магнитного анализатора устройства на процесс ускорения пучка можно при тщательной экранировке участка ионопровода в этом районе и изменении магнитного поля анализатора во время цикла пропорционально полю диполей нуклотрона.

В заключение авторы выражают надежду на активную поддержку коллег из коллаборации СФЕРА и ускорительных отделов ЛВЭ при разработке рассмотренного метода оперативного контроля светимости для нуклотрона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bernier K. et al.* Calibration of secondary emission monitors of absolute proton beam intensity in the CERN SPS North Area. CERN 97-07. 1997.
2. *Россу Б.* Частицы высоких энергий / Пер. с англ. под ред. С. З. Беленького. М.: Рос. изд-во техн.-теор. лит., 1955. 636 с.

3. Джексон Дж. Классическая электродинамика / Пер. с англ. под ред. Э.Л. Бурштейна. М.: Мир, 1965. 702 с.
4. *Artimov A. S.* Peculiarities of the nucleus-internal target interaction at the Nuclotron // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 366, No. 2/3. P. 254–258.
5. *Baldin A. M.* Status and physics programme at Nuclotron. JINR Preprint E1-92-497. Dubna, 1992. 19 p.
6. *Taiuti M. et al.* Stochastic description of internal target effects on electron rings // Nucl. Instr. Meth. A. 1992. V. 313, No. 1/2. P. 11–22.
7. Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия: Пер. с англ. / Под ред. К. Зигбана. М.: Атомиздат, 1969. Т. 1. 567 с.
8. Экспериментальная ядерная физика: Пер. с англ. / Под ред. Э. Сегре. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1955. Т. 1. 662 с.

Получено 11 июля 2003 г.