

О ВЫВОДНЫХ ВАКУУМНЫХ ОКНАХ УСКОРИТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ННЛА (ЕрФИ)

Л.Р. ВАГРАДЯН¹, А.С. АКОПЯН^{1*}, Л.А. ПОГОСЯН¹,
Г.Д. МОВСЕСЯН², Г.О. МАРУКЯН¹

¹Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

²ГНКО «Центр гидрометеорологии и мониторинга» МОС РА, Ереван, Армения

*e-mail: ashothako@yerphi.am

(Поступила в редакцию 6 декабря 2024 г.)

Определены энергетические потери заряженных частиц, прошедших через выводные вакуумно-плотные окна действующих ускорительных установок, на которых проводятся эксперименты в ННЛА (ЕрФИ). Приведены расчетные таблицы и графики зависимостей потерь энергии ускоренного пучка от его кинетической энергии, толщины фольг из применяемых в разделительных окнах материалов, а также расстояний от окон до мишеней в воздухе.

1. Введение

Прохождению заряженных частиц через вещество посвящена обширная литература. В задачах потерь энергии заряженной частицы в средах общепризнанный вклад внесли и физики из Ереванского физического института [1–3]. Имеются также работы по прохождению электронов и тяжелых заряженных частиц через выводные окна ускорителей [4–8], но эти работы в основном носят общий характер, либо рассматривается прохождение высокоточных пучков технологических и медицинских ускорителей, работающих на низких энергиях порядка единиц МэВ, где важны вопросы охлаждения и механической прочности материалов окон; в случае стальных окон расчеты без обоснования ведутся для железа, пренебрегая сложным составом сплава.

Выводное окно должно быть не только механически прочным, чтобы выдержать атмосферное давление, но и теплостойким. При прохождении пучка окно нагревается. Прохождение пучка сопровождается рассеянием частиц как на самом вакуумно-плотном окне, так и в воздухе, когда измерения проводятся в атмосфере за окном. Важны вид материала и толщина окна, а также энергия налетающих частиц. Кроме прочности, теплостойкости и радиационной стойкости в течение длительных сеансов облучения материал окна и его толщина должны обеспечить минимальные потери энергии ускоренных частиц. При проведении экспериментов в воздухе за выходным коллиматором необходимо иметь информацию о потерях энергии пучка при выходе из выпускного окна пучкопровода, т.к. энергия частиц на рассматриваемых установках измеряется в

вакууме с помощью магнитного анализатора до выхода пучка в атмосферу.

В результате многократного рассеяния пучок расширяется, частично теряет свою кинетическую энергию, увеличивается разброс энергий. В работе [9] приводятся потери электронов при прохождении через железо для нескольких значений энергий до 50 МэВ. Данная статья посвящена оценке потерь энергий пучка из-за рассеяния в выпускных окнах при энергиях до 75 МэВ, характерных для линейного ускорителя электронов ЛУЭ-75, и энергии 18 МэВ для протонного ускорителя – циклотрона С18/18.

В ядерной физике при калибровочных и других работах прохождение частиц через вещество моделируется методом Монте-Карло, однако при планировании эксперимента для оперативной предварительной оценки потерь энергий и правильного выбора энергии пучка экспериментатору необходимо иметь под рукой данные ионизационных и радиационных потерь энергий ускоренных частиц, проходящих сквозь выводные окна. В настоящей работе приводятся расчетные данные в виде таблиц и графиков для типовых энергий ускорительных установок, используемых в ННЛА (ЕрФИ).

2. Потери энергии в выводных окнах ЛУЭ-75

На ЛУЭ-75 большинство экспериментов ставятся в воздухе после вакуумно-плотных окон, отделяющих вакуумную полость ускорителя от атмосферы. Такие электронные выходы расположены в трех экспериментальных зонах (рис.1) – на повороте после анализирующего магнита МА (ЕА1), на «прямом» пучке (ЕА2) и в зоне тестирования детекторов (ЕА3); последние два вывода расположены в синхротронном зале АРУС [10] – в специальном отсеке параллельного переноса пучка, удаленном от установок линейного ускорителя, чем практически исключается влияние помех и наводок на измерительную аппаратуру; тем самым создаются условия для проведения прецизионных экспериментов. В зависимости от требуемых условий и целей проводимых работ используется тот или иной электронный вывод.

Величина потерь кинетической энергии частицы зависит от тормозной способности среды; тормозная способность зависит не только от свойств

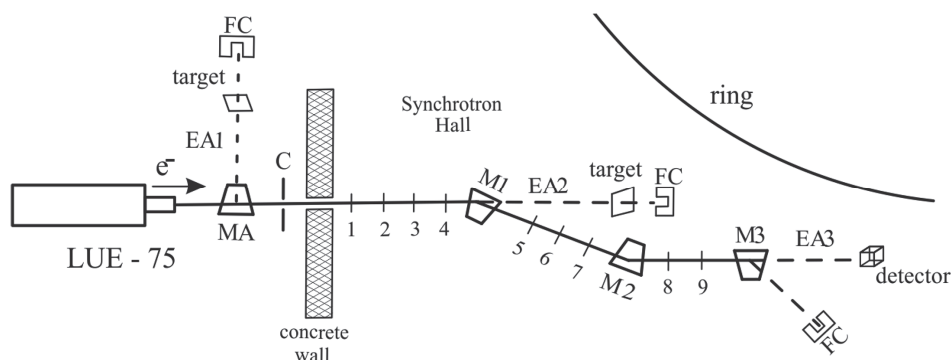


Рис.1. Расположение экспериментальных зон ЕА1–ЕА3 с выводными окнами на ЛУЭ-75; МА – дипольный анализирующий магнит; FC – цилиндр Фарадея; С – коллиматор; М1 и М2 – поворотные магниты параллельного переноса; М3 – магнит для получения фотонных пучков; 1–9 – квадрупольные линзы. Для простоты корректирующие катушки и элементы вакуумной техники не показаны.

материала среды, но и от энергии падающей частицы. Обычно, рассматривают массовую тормозную способность вещества, но для уже выбранных и конкретно используемых материалов удобнее рассматривать линейные потери энергии. Полная тормозная способность вещества определяется суммой:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{col}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{rad}},$$

где в правой части слагаемыми являются линейные ионизационные (столкновительные) и радиационные потери; E – кинетическая энергия падающей частицы.

2.1. Ионизационные потери электронов

Ионизационные потери электрона в веществе описываются формулой Бёте–Блоха, имеющей в системе единиц CGSE следующий вид [9, 11, 12]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4}{mv^2} NZ \left(\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 - \delta \right), \quad (1)$$

где m , e – масса покоя и заряд электрона, соответственно; I – средняя энергия возбуждения атома; v – скорость падающего электрона; $\beta = v/c$ – относительная скорость; N – плотность атомов вещества, Z – атомный номер вещества; δ – поправка на эффект плотности Ферми – поляризационный эффект. Произведение $NZ = n_e$ равно плотности электронов вещества:

$$n_e = Z\rho N_A/A, \quad (2)$$

где ρ – плотность вещества, A – относительная атомная масса и N_A – число Авогадро.

Для рассматриваемого диапазона энергий релятивистских электронов ЛУЭ-75 (10–75 МэВ) выполняется условие $E \gg E_0$, где E_0 – энергия покоя электрона, и формула (1) ионизационных потерь упрощается:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n_e}{mc^2 \beta^2} \left[\ln \left(\frac{mc^2 \beta^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} \right) + \frac{1}{8} - \delta \right]. \quad (3)$$

Подставив значения постоянных с учетом (2), а также выразив β через кинетическую энергию

$$\beta = \sqrt{1 - 1/\left(\frac{E}{E_0} + 1\right)^2},$$

выражение (3) можно привести к зависимости потерь только от кинетической энергии, удобной для расчетов:

$$-\frac{dE}{dx} = 0.1535\rho \frac{Z(E+E_0)^2}{AE(E+2E_0)} \left[\ln \left(\frac{E^2(E+2E_0)}{2I^2 E_0} \right) + \frac{1}{8} - \delta \right], \quad (4)$$

где потери энергии выражены в МэВ/см; ρ в г/см³; величины I , E_0 и E – в МэВ.

Величина δ рассчитывалась согласно данным из работ [13, 14], где для различных энергий бомбардирующих частиц и различных агрегатных состояний сред приводятся соответствующие аппроксимирующие функции. Параметром, определяющим выбор аппроксимации, является величина $x = \lg(\beta\gamma)$, где γ – лоренц-фактор. Согласно указанной литературе, поправку при релятивистских энергиях следует учитывать по выражениям

$$\delta = 2(\ln 10) x + C + a(x_l - x)^m \quad \text{при } x \leq x_l, \quad (5a)$$

$$\delta = 2(\ln 10) x + C \quad \text{при } x > x_l, \quad (5b)$$

где постоянные C , a , x_l и t для различных материалов приводятся в виде таблиц в работе [13]. Для используемых на ЛУЭ-75 энергий $10 \leq E \leq 75$ МэВ величина x удовлетворяет неравенству

$$1.3 \leq x = \lg \beta\gamma \leq 2.2. \quad (6)$$

Ионизационные потери заряженных частиц, проходящих сквозь слой вещества определенной толщины, представляют собой флуктуационный процесс и носят статистический характер; формула (1) описывает средние потери энергии [15, 16].

2.2. Радиационные потери электронов

С увеличением энергии падающих электронов радиационные потери, возникающие из-за торможения электронов в кулоновском поле ядер вещества, возрастают. При релятивистских энергиях $E > E_0$ ($\beta > 0.866$) усиливается их влияние, а при $E > E_{cr}$, где E_{cr} – критическая энергия, эти потери существенно преобладают над ионизационными, рост которых с увеличением энергии замедляется из-за эффекта плотности. Потери электрона на радиацию определяются формулой Бёте–Гайтлера [9, 12, 16–18]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_e(E + E_0) \frac{Zr_0^2}{137} \left[4 \ln \frac{2(E+E_0)}{E_0} - \frac{4}{3} \right] \text{ при } 1 < E/E_0 < 137/Z^{1/3}, \quad (7a)$$

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = n_e E \frac{Zr_0^2}{137} \left(4 \ln \frac{183}{\sqrt[3]{Z}} + \frac{2}{9} \right) \text{ при } E/E_0 > 137/Z^{1/3}, \quad (7b)$$

где $r_0 = e^2/E_0 = 2.818 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

Ионизационные и радиационные потери являются результатом неупругого рассеяния электронов. Потери их кинетической энергии при столкновениях с ядрами пренебрежимо малы. Меняется только направление движения электронов – это упругое рассеяние.

Следует отметить, что идеально упругого или неупругого рассеяния нет. Имеются также потери на возможные ядерные реакции, потери на излучение Вавилова–Черенкова, переходное излучение, но эти потери незначительны по сравнению со столкновительными и радиационными.

В качестве материала в выводных окнах ЛУЭ-75 используются стальная фольга и полимерная пленка из каптона.

2.3. Потери энергии в фольге из нержавеющей стали

Для сложных веществ, в том числе сплавов, представляющих собой смеси различных простых веществ, средние потери определяются с учетом весовых долей компонентов в веществе, т.е. потери аддитивны согласно правилу Брэгга [12, 19, 20]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} = \sum_i n_i \left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i, \quad (8)$$

где $\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_i$ – средние массовые потери энергии в i -ом компоненте.

Правило Брэгга не учитывает влияние химической связи между атомами в молекулах сложного вещества на энергетические потери налетающей частицы. В сложных веществах, в том числе сплавах, наблюдается более плотная упаковка атомов по сравнению с простым твердым веществом; это приводит к дополнительным потерям из-за поляризационного эффекта атомов, что

выражением (8) не учитывается. Но по сравнению с ионизационными и радиационными эти дополнительные потери незначительны [12, 13]. Для расчета использованы усредненные значения величин весовых долей компонент хромо-марганцево-никелевой легированной нержавеющей стали, в состав которой, кроме Fe, Cr, Ni, Mn, входят Si, Ti, Cu и C. Есть и другие примеси, составляющие в общей сложности около 0.05%. Кроме устойчивости к коррозии, такие сплавы обладают жаропрочностью, что важно при длительных сеансах работы под интенсивным пучком.

Поправки на эффект плотности Ферми для компонентов нержавеющей стали были рассчитаны по формулам (5a) и (5b) с учетом коэффициентов, приведенных в [13]. Энергетический диапазон ЛУЭ-75 удовлетворяет условию (6). Для всех компонентов, кроме углерода, в диапазоне 10–75 МэВ выполняется условие $x \leq x_1$, поэтому пользуемся только формулой (5a), которую с учетом соотношения

$$x = \lg \beta\gamma = \lg \sqrt{\left(1 + \frac{E}{E_0}\right)^2 - 1}$$

для i -го компонента можно привести к виду, удобному для расчетов:

$$\delta_i = 2.303 \lg \left[\left(1 + \frac{E}{E_0}\right)^2 - 1 \right] + C_i + a_i \left\{ x_{1i} - 0.5 \lg \left[\left(1 + \frac{E}{E_0}\right)^2 - 1 \right] \right\}^{m_i}. \quad (13)$$

Для углерода следует применять обе формулы (5a) и (5b): от 10 до 50 МэВ формулу (5a), выше 50 МэВ – (5b), т.к. величина x_1 , приведенная в работе [13] для углерода, равна 2.

Согласно (13), были вычислены поправки для каждого из компонентов, которые для сокращения объема статьи здесь не приводятся. Используя выражения (4) и (8), построена зависимость линейных ионизационных потерь энергии электрона от его кинетической энергии при прохождении через нержавеющую сталь (рис.2a, кривая 1).

Радиационные потери для нержавеющей стали были рассчитаны с помощью выражений (7a), (7b) и (8). На рис.2a (кривая 2) показана зависимость этих потерь от кинетической энергии падающего электрона; кривая 3 показывает суммарные энергетические потери от энергии электрона.

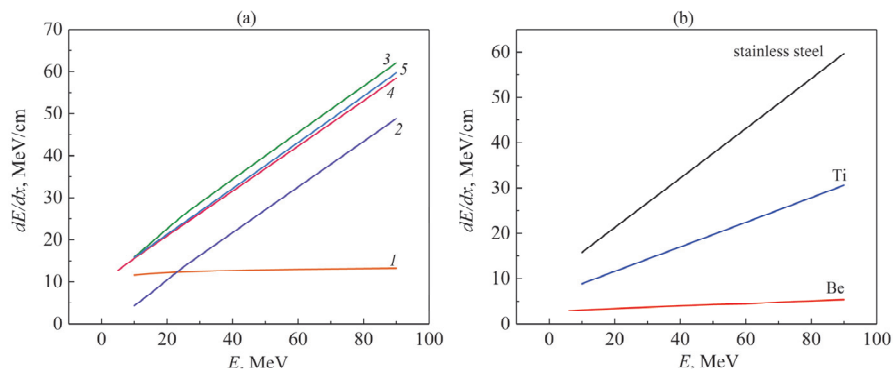


Рис.2. Линейные энергетические потери электрона. (a) Кривые потерь в нержавеющей стали: 1 – ионизационные потери, 2 – радиационные потери, 3 – рассчитанные суммарные потери, 4 – суммарные потери согласно программе eSTAR, 5 – суммарные потери в железе по eSTAR; (b) кривые потерь в различных металлах.

В литературе обычно используются значения потерь в МэВ/см; для фольг удобнее потери выразить в МэВ/мкм. В табл.1 приведены суммарные потери энергии электрона при прохождении через используемые на ЛУЭ-75 нержавеющие стальные фольги толщиной 50 мкм и расстояний в воздухе от фольги до мишеней в зонах EA1 и EA2 (рис.1), т.е. с учетом энергетических потерь в воздухе. Указанные в табл.1 расстояния от фольги до мишени являются типичными для экспериментов, проводимых в указанных зонах. Там же приведены потери для нержавеющей стальной фольги толщиной 50 мкм с учетом потерь в воздухе, полученные с помощью программы eSTAR.

Табл.1. Зависимость суммарных потерь энергии электрона в нержавеющей стальной фольге и в воздухе от его кинетической энергии и пройденного расстояния в воздухе при толщине фольги 50 мкм

E , МэВ Расстояние, см	10 МэВ	25 МэВ	50 МэВ	75 МэВ
5				
Расчетные	0.092	0.145	0.221	0.294
По eSTAR	0.091	0.136	0.206	0.277
10				
Расчетные	0.105	0.161	0.241	0.319
По eSTAR	0.104	0.15	0.226	0.302
20				
Расчетные	0.131	0.194	0.283	0.368
По eSTAR	0.130	0.183	0.268	0.351

Разница между суммарными потерями, рассчитанными по приведенным выше формулам и с использованием программы eSTAR (кривые 3 и 4, соответственно), обусловлена тем, что расчёт радиационных потерь вёлся по Бёте–Гайтлеру, а eSTAR, как указывается в описании программы, пользуется численными выражениями Пратта (на низких энергиях) и Сельцера–Бергера (для высокоэнергетического приближения), а рассматриваемый нами диапазон оказывается промежуточным, и данные для десятков МэВ получаются путем интерполяции. В описании программы указывается, что неопределенность при вычислении радиационных потерь составляет до 5%. Разница расчетных и программных данных возникает также из-за разброса, хотя и незначительного, некоторых характеристик компонентов, приведенных в литературе: значений средних энергий возбуждения, состава и др. К примеру, для железа критическая энергия варьируется в различных источниках от 21 до 24 МэВ (наиболее часто приводится значение 21.68 МэВ). Согласно рис.2а, критическая энергия нержавеющей стали (точка пересечения кривых 1 и 2) равна 22.7 МэВ, что близко к значению для железа. Разница между рассчитанными и интерполированными значениями (по программе eSTAR) в рассматриваемом диапазоне кинетических энергий составляет менее 9%, что объясняется указанными выше причинами.

Для сравнения на рис.2а приведена кривая 5, отображающая суммарные линейные потери для железа. Видно, что потери в стали и в железе отличаются незначительно, и для многих экспериментов с целью упрощения может быть

использован расчет для железа. Тем самым обосновывается использование расчета потерь энергии для железа вместо сплава со сложным составом, каковой является нержавеющая сталь, о чем упоминается во Введении. На рис.2b приведены потери энергии для бериллия, титана и нержавеющей стали. Сравнение показывает преимущество бериллиевых окон.

2.4. Потери энергии электронов в каптоновом окне

На ЛУЭ-75 в конце тракта параллельного переноса, где проводятся калибровочные работы для детекторов элементарных частиц на электронных пучках низкой и сверхнизкой интенсивностей, в качестве вакуумно-плотного разделительного окна используется каптоновая пленка, прозрачность которой позволяет производить необходимую лазерную юстировку пучкопровода.

Каптон представляет собой полимер из полиимида $(C_{22}H_{10}N_2O_5)_n$ [5]. Благодаря своим уникальным электрическим, механическим и физическим свойствам в широком диапазоне температур и давлений каптон находит применение в различных отраслях. В публикациях встречается применение каптоновых пленок в качестве разделительных окон в микроскопах, в рентгеновских и ускорительных установках низких энергий [5, 22]. В электронных ускорителях на десятки МэВ применения каптона в изученной обширной литературе не обнаружено. В работе [5] указывается, что при производстве каптоновых пленок возможны неравномерности толщины, в таком случае тонкие участки более подвержены различным воздействиям. Поэтому на ЛУЭ-75 в зоне ЕАЗ используется двойной слой каптоновой пленки общей толщиной 2×35 мкм, что создает механическую надежность. При длительной эксплуатации под радиационным воздействием в пленках возникают потемнения, повышается хрупкость. Это наступает, согласно данным, приведенным предприятием-производителем [21], при поглощенной дозе, превосходящей 10^7 Гр. В результате появляются микрповреждения, приводящие к появлению микротечей. Даже одна микротечь приводит к резкому нарушению вакуума в пучкопроводе. Поэтому проводится периодическая проверка окон на газопроницаемость с помощью гелия. Поглощенная доза равна

$$D = \frac{W}{m}, \quad (14)$$

где W – суммарная поглощенная пленкой энергия ионизирующего излучения за все время работы, m – масса пленки. Расчеты по формуле (14) с использованием данных, приведенных в табл.2, при токах низкой и сверхнизкой интенсивностей, характерных для этого участка, показывают, что при таких режимах каптоновая пленка набирает поглощенную дозу, намного меньшую 10^7 Гр, что позволяет длительное её использование без замены.

Как указывалось выше, исходя из соображений надежности, была выбрана пленка общей толщиной 70 мкм. Потери при этом, как следует из табл.2, составляют всего 36 кэВ при наибольшей энергии 75 МэВ, однако исследуемые образцы кристаллических детекторов, устанавливались на расстоянии 1.3 метра от выпускного окна, необходимом для монтажа толстой свинцовой защиты, магнито-индукционного датчика и других элементов, используемых при измерениях [23]. Потери в воздухе на таком расстоянии значительно увеличивают суммарные энергетические потери, существенно превосходя

Табл.2. Зависимость потерь энергии электрона в МэВ от его кинетической энергии, толщины каптона (по программе eSTAR); нижние значения строк соответствуют суммарным потерям с учетом потерь в воздухе на расстоянии 130 см от выводного окна

E , МэВ Толщина, мкм	10	25	50	75
35	0.0098 0.347	0.0117 0.434	0.0148 0.553	0.0177 0.663
50	0.0139 0.351	0.0168 0.439	0.0211 0.559	0.0254 0.67
70	0.0195 0.356	0.0235 0.445	0.0295 0.567	0.0355 0.68
100	0.0279 0.365	0.0336 0.456	0.0422 0.58	0.0507 0.696

потери в самой каптоновой пленке.

Для одних экспериментов такими потерями можно пренебречь, для других, например, при энергетической калибровке кристаллических детекторов, их необходимо учитывать. К примеру, приведенные данные потерь из-за наличия разделительного окна учитывались при тестировании кристаллов в совместных экспериментах ННЛА (ЕрФИ) – ОИЯИ (Дубна) [23].

2.5. Тепловыделение в разделительных окнах и проверка герметичности

Как указывалось во Введении, разделительные окна, на которых выделяется часть энергии проходящего пучка, должны быть термостойкими. В случае каптона, как и всех диэлектриков, тепло отводится только за счет радиации и свободной конвекции, но не за счет теплопроводности. Свободная конвекция действует только односторонне – со стороны атмосферы. Тепловая мощность, выделяемая на каптоновой плёнке, равна

$$P = \frac{dI_{av}}{e} \frac{dE}{dx}, \quad (15)$$

где d – толщина каптоновой пленки, I_{av} – средний ток электронного пучка.

Расчет по формуле (15) с использованием табл.2 при среднем токе $I_{av} = 10$ нА, наибольшем при проводке пучка низкой и сверхнизкой интенсивности через тракт, показывает, что в каптоне выделяется небольшая мощность, не требующая принудительного охлаждения, о чем свидетельствует опыт работы с пучками на этом участке.

В стальных фольгах выделяется больше мощности, т.к. на соответствующих им участках проводятся опыты со средними токами до 10 мкА (зоны ЕА1, ЕА2), но в металлических фольгах имеют место все виды теплопередачи, вследствие чего принудительного охлаждения при таких токах также не требуется.

Металлические и полимерная фольги окон монтировались на выходах пучкопроводов с помощью фланцевых соединений, обеспечивающих

герметичность с учетом малой толщины этих фольг и опасности их повреждения при установке фланцев. При проведении профилактических работ на линейном комплексе ЛУЭ-75 осуществляется периодический контроль герметичности фланцевых соединений, в том числе выводных окон, с помощью передвижного масс-спектрометрического гелиевого течеискателя методом обдува гелием.

3. Потери энергии протонов в выводном окне циклотрона С18/18

Потери энергии протона при прохождении через вещество обусловлены практически ионизационными потерями, т.к. его траекторию можно считать прямолинейной из-за большой массы по сравнению с электроном. Поскольку потери в железе и нержавеющей стали для рассматриваемого диапазона энергий очень близки, то с использованием программы рSTAR были взяты данные для железа. На медицинском циклотроне С18/18, на котором также созданы условия для проведения научных исследований, энергия на выходе постоянна и равна 18 МэВ [24]. В табл.3 приведены потери протона от толщины окна и вида материала. Расчеты по формуле (15) с использованием данных табл.3 для выходной нержавеющей стальной (железной) фольги толщиной 100 мкм, установленной в настоящее время на экспериментальном участке циклотрона С18/18, при рабочем среднем токе протонного пучка 30 мкА показывают, что на фольге выделяется мощность порядка 45 Вт. Применяется принудительное водяное охлаждение окна, а при длительных сеансах также продувание гелием. Для сравнения приведены также данные для титановой, бериллиевой фольг и каптоновой плёнки.

В радиационной обстановке титановая фольга предпочтительнее стальной: при облучении в последней образуются долгоживущие радиоизотопы. В титановой фольге, согласно табл.3, выделяется примерно вдвое меньше тепла. В каптоновой пленке при тех же условиях выделяемое тепло в 4 раза меньше, чем в стальной фольге, но из-за практически отсутствия теплопроводности каптона металлическая фольга в данном случае предпочтительнее.

Табл.3. Зависимость суммарных потерь энергии протона в МэВ от толщины окна и вида материала

Толщина и вид материала, мкм		Потери, МэВ
Fe	50	0.724
	100	1.447
Ti	50	0.431
	100	0.862
(C22H10N2O5) _n	50	0.184
	100	0.369
Be	50	0.216
	100	0.431

4. Заключение

Приведенные в работе энергетические потери пучка на послевакуумных участках ускорительных установок ННЛА (ЕрФИ) важны для экспериментов, требующих точность учета энергии: при энергетической калибровке детекторов элементарных частиц, в опытах, использующих активационный анализ, и других работах в области ядерной физики низких энергий. Сравнение материалов вакуумно-плотных разделительных устройств (рис.2b) показывает преимущество титановых и бериллиевых по сравнению со стальными, т.е. меньше потерь энергий, меньше поглощенной дозы, а значит, и более радиационно безопасны при работе с устройством. Каптоновые окна при пучках низкой интенсивности предпочтительнее. Показано, что потери в нержавеющей стали и железе отличаются незначительно. В дальнейшем предполагается замена используемых в настоящее время стальных фольг на бериллиевые.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.М. Гарибян. ЖЭТФ, **37**, 527 (1959).
2. А.И. Алиханян, Г.М. Гарибян, М.П. Лорикян, А.В. Вальтер, И.А. Гришаев, В.А. Петренко, Г.Л. Фурсов. ЖЭТФ, **44**, 1122 (1963).
3. М.Л. Тер-Микаелян. ДАН СССР, **96**, 1033 (1954).
4. В.Л. Ауслендер, И.Л. Черток. ПТЭ, **6**, 99 (1998).
5. J. Engel, M. Gross, G. Koss, O. Lishilin, G. Loisch, S. Philipp, D. Richter, F. Stephan. AIP Advances, **10**, 025224 (2020).
6. S.M. Seltzer. Transmission of Electrons Through Foils. EBOOK. United States. National Bureau of Standards. Washington, 1974.
7. C.R. Ader, M. Alvarez, J.S. Batko, R. Campos, M.W. McGee, A. Watts. Proc. 10th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2019, Melbourne, Australia, p. 2237 (2019).
8. V.L. Auslender, A.V. Bulatov, L.A. Voronin, D.S. Kolesnikov, E.N. Kokin, G.S. Krainov, A.N. Lukin, A.M. Molokoedov, V.M. Radchenko, N.D. Romashko. Budker INP 2004–27, Novosibirsk (2004).
9. Radiation Dosimetry. Electron Beams with Energies Between 1 and 50 MeV. ICRU REPORT **35** (1984).
10. A.S. Hakobyan, H.H. Marukyan, G.G. Gulbekyan, H.T. Torosyan, A.Z. Babayan, L.R. Vahradyan. J. Contemp. Phys., **57**, 317 (2022).
11. В.А. Климанов, Е.А. Крамер-Агеев, В.В. Смирнов. Дозиметрия ионизирующих излучений. Москва, НИЯУ «МИФИ», 2015.
12. В.И. Беспалов. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом. Томск, ТПУ, 2008.
13. S. Duane, A. F. Bielajew, W.O. Rogers. Ionizing Radiation Standards. Use of ICRU-37/NBS Collision Stopping Powers in the EGS4 System. SLAC-265, 69–72 (1989).
14. M. Strait. Precise computation of the density effect correction. University of Minnesota, USA, 2019.
15. Г.И. Мерзон, Б. Ситар, Ю.А. Будагов. Физика Элементарных Частиц и Атомного Ядра, **14**, 648 (1983).
16. Л.Д. Ландау. Собр. трудов, том 1. Москва, Наука, 1969.
17. S. Eidelman. Passage of Particles Through Matter, Physics Letters B, **592**, 1 (2004).
18. А.А. Воробьев, Б.А. Кононов. Прохождение электронов через вещество. Томск, Изд.

- ТГУ 1966.
19. **В.В. Гребенщиков, С.С. Козловский, Ю.С. Коробочко, В.И. Минеев, А.Ф. Петрович.** Письма в ЖТФ, **14**, 447 (1988).
 20. **К.Н. Мухин.** Экспериментальная ядерная физика, Кн.1. Москва, Энергоатомиздат, 1993.
 21. Dupont Kapton: Summary of Properties <https://ru.scribd.com/document/387357734/advances>
 22. **П.Б. Сергеев, Н.В. Морозов.** Оптика и спектроскопия, **126**, 280 (2019).
 23. **A.S. Hakobyan, H.H. Marukyan, H.H. Hakobyan, A.Z. Babayan, L.R. Vahradyan, V. Baranov, Yu.I. Davydov, A. Krasnoperov, A. Simonenko, V. Tereshchenko, H.T. Torosyan, H.G. Zohrabyan, G.M. Ayvazyan, H.S. Vardanyan, A.K. Paryan.** J. Contemp. Phys., **57**, 12 (2022).
 24. **A.A. Manukyan.** J. Contemp. Phys., **58**, 441 (2023).

ԱԱԳԼ-ի (ԵրՖԻ) ԳԻՏԱՓՈՐՁԵՐՈՒՄ ՕԳՏԱԳՈՐԾՎՈՂ ԱՐԱԳԱՅՈՒՑՉԱՅԻՆ
ԿԱՅԱՆՔՆԵՐԻ ԵԼՔԱՅԻՆ ՎԱԿՈՒՈՒՄԱՅԻՆ ՊԱՏՈՒՀԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Լ.Ռ. ՎԱՀՐԱԴՅԱՆ, Ա.Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Լ.Ա. ՊՈԴՈՍՅԱՆ,
Գ.Դ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Հ.Հ. ՄԱՐՈՒԿՅԱՆ

Որոշվել են ԱԱԳԼ-ի գիտափորձերում կիրառվող արագացուցչային գործող սարքավորումների ելքային վակուումային պատուհաններով անցնող լիցքավորված մասնիկների էներգետիկ կորուստները: Ներկայացված են արագացված փնջերի էներգիայի կորուստների կախվածությունը կինետիկ էներգիայից, բաժանարար պատուհաններում օգտագործվող փայլաթիթեղների նյութերից և նրանց հաստությունից, ինչպես նաև պատուհաններից մինչև օդում գտնվող թիրախների հեռավորություններից: Հաշվարկված արդյունքները բերված են աղյուսակների և գրաֆիկների տեսքով:

ON THE OUTPUT VACUUM WINDOWS OF ACCELERATOR FACILITIES USED
IN THE AANL (YerPhI) EXPERIMENTS

L.R. VAHRADYAN, A.S. HAKOBYAN, L.A. POGHOSYAN,
G.D. MOVSESYAN, H.H. MARUKYAN

The energy losses of charged particles passing through the vacuum-tight exit windows of the operating accelerator facilities where experiments are carried out at the AANL (YerPhI), have been determined. Calculation tables and graphs of the dependencies of the energy loss of the accelerated beam on its kinetic energy, the thickness of foils made of materials used in the separation windows, as well as the distances from the windows to the targets in the air are given.