

Б. 90

4

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт № 101

Г.И.Будкер, А.П.Онучин, С.Г.Попов,
Г.М.Тумайкин

Эксперименты с мишенью в электронном накопителе

г.Новосибирск 1967

А н н о т а ц и я

Произведен расчет постановки экспериментов с применением накопителей электронов (позитронов). Рассмотрены диапазоны тонкой и сверхтонкой мишени, угловой и энергетический разброс взаимодействующих частиц.

Использование накопителей электронов и позитронов для постановки экспериментов с неподвижной мишенью существенно расширяет возможности ускорителей. В последние годы, в связи с работами по встречным пучкам, техника накопителей получила большое развитие и постановка таких экспериментов стала реальностью.

Можно отметить ряд важных преимуществ использования накопителей в таких экспериментах.

Современные линейные и циклические ускорители работают со скважностями порядка $10^4 + 10^7$. Из-за этого при работе с электроникой допустимые интенсивности пучка приходится снижать обратно пропорционально скважности. Накопитель позволяет сделать пучок электронов практически непрерывным во времени и тем самым поднять предел средней допустимой интенсивности пучка.

Второе преимущество накопителей открывается в тех экспериментах, в которых для уменьшения эффектов взаимодействия вторичных частиц с мишенью приходится использовать весьма тонкие мишени. В этом случае при постановке мишени в накопитель электрон проходит через мишень большое количество раз и скорость счета эффекта не падает с уменьшением толщины мишени.

Кроме того, в некоторых экспериментах будет существенным то, что угловой и энергетический разброс частиц в накопителе можно сделать значительно уже, чем в существующих ускорителях.

Толщина мишени

Будем называть "эффективной толщиной" мишени в накопителе $t_{\text{эф}}$ произведение действительной толщины мишени t_1 на число проходов частицы через мишень N . В качестве среднего значения N будем принимать такое число проходов через мишень, при котором число оставшихся частиц уменьшается в e раз.

Удобно ввести три диапазона толщины мишени t_1 : толстая, тонкая и сверхтонкая. Толстой мишенью будем называть такую, при которой частица проходит через мишень не более 1 раза. При тонкой мишени время жизни определяется многократными процессами. И, наконец, при сверхтонкой мишени начинает работать механизм затухания колебаний за счет синхротронного излучения и время жизни определяется однократными процессами. Диапазон толстой мишени обсуждаться не будет, поскольку здесь нет ничего нового. Переходные области между диапазонами особого интереса не представляют, поэтому расчеты для них сделаны приближенно.

В качестве материала мишени рассматривается вещество с атомным номером около 7, чтобы можно было использовать готовые результаты для воздуха. Толщины будем выражать в радиационных единицах X_0 . И поскольку процессы, которыми, в основном, определяется число проходов через мишень — многократное рассеяние и тормозное излучение — слабо зависят от материала мишени, если его толщина выражена в X_0 , то результаты будут иметь общий характер.

Для определенности вычислений будем брать параметры наших накопителей ВЭП-1 и ВЭП-2 при энергии 100 и 700 Мэв /1-4/.

Рассмотрим сначала диапазон тонкой мишени. При малых энергиях время жизни определяются процессами многократного рассеяния. Число проходов через мишень N зависит от угла многократного рассеяния при одном проходе через мишень $\bar{\theta}_1^2$ и максимально допустимого угла θ_m , который задается размером апертуры /5/

$$N = \theta_m^2 / \bar{\theta}_1^2$$

Поскольку в первом приближении $\bar{\theta}_1^2 \sim t_1 / E^2$, то

$$t_{\text{эф}} \sim \theta_m^2 \cdot E^2 \quad (I)$$

где E — энергия электронов. Существенно, что $t_{\text{эф}}$ не зависит от толщины мишени t_1 .

На рис.1 пунктирными кривыми представлены графики зависимости $t_{эф}$ от энергии электронов E для двух значений апертуры, вычисленные по закону (1).

При больших значениях эффективной толщины мишени по многократному рассеянию (1) необходимо учитывать процессы тормозного излучения. Потеря энергии в 1% приводит к бетатронным колебаниям с углом $\theta_{\gamma} = 1^{\circ}$. Около 67% частиц теряют энергию большую 1% при прохождении мишени толщиной 0,15 λ . и большую 2% при прохождении мишени толщиной 0,2 λ . . На рис.1 сплошными кривыми представлены значения $t_{эф}$ с учетом тормозного излучения.

В диапазоне сверхтонкой мишени время жизни определяется тормозным излучением, однократным рассеянием и выбиванием δ -электронов /3,4/. Фактически это условия обычной работы накопителя в экспериментах на встречных пучках.

Отметим основные зависимости времени жизни для этого диапазона. По всем указанным процессам время жизни обратно пропорционально остаточному давлению (толщине мишени). Это значит, что снова эффективная толщина не зависит от действительной толщины мишени.

Время жизни по тормозному излучению практически не зависит от энергии электронов и равно

$$\tau_{\text{торм}} = \frac{1,4 \cdot 10^{-4}}{p} \text{ сек.},$$

где p - давление остаточного газа, выраженное в тор. Радиационная единица для воздуха в зависимости от давления p равна

$$1 \lambda_0 = \frac{2 \cdot 10^5}{p} \text{ м.}$$

Отсюда эффективная толщина мишени по тормозному излучению равна 0,2 λ .

Вклад во время жизни от однократного рассеяния и образования δ -электронов при энергии 100 Мэв сравним с тормозным излучением. При больших энергиях вклад от этих процессов падает как E^2 для однократного рассеяния и как \sqrt{E} для процесса образования δ -электронов. На рис.2 приведен график зависимости эффективной толщины мишени от энергии электронов.

Заметим, что при работе с мишенью, у которой атомный номер

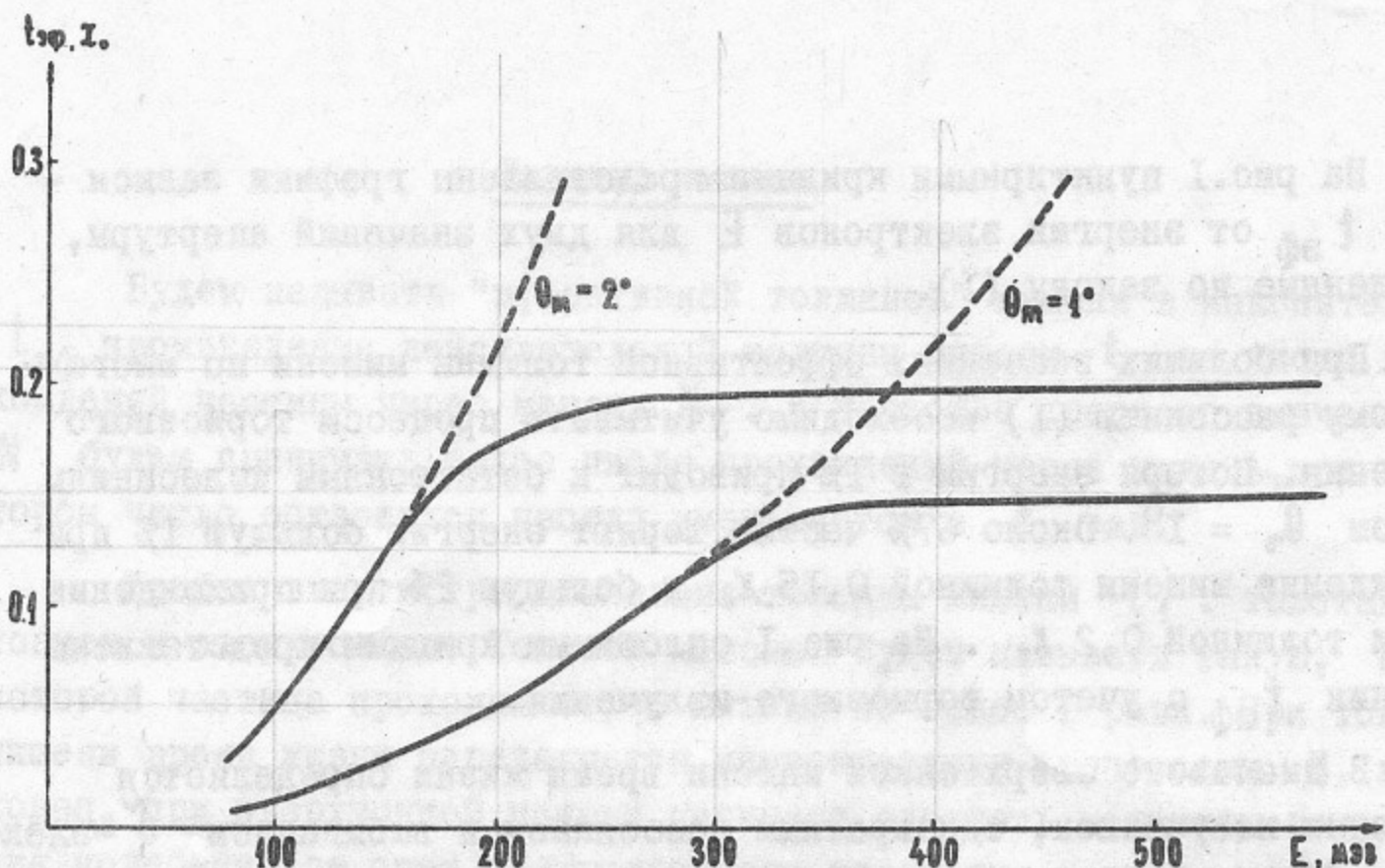


Рис. 1. Зависимость эффективной толщины мишени от энергии электронов. Случай "тонкой" мишени.

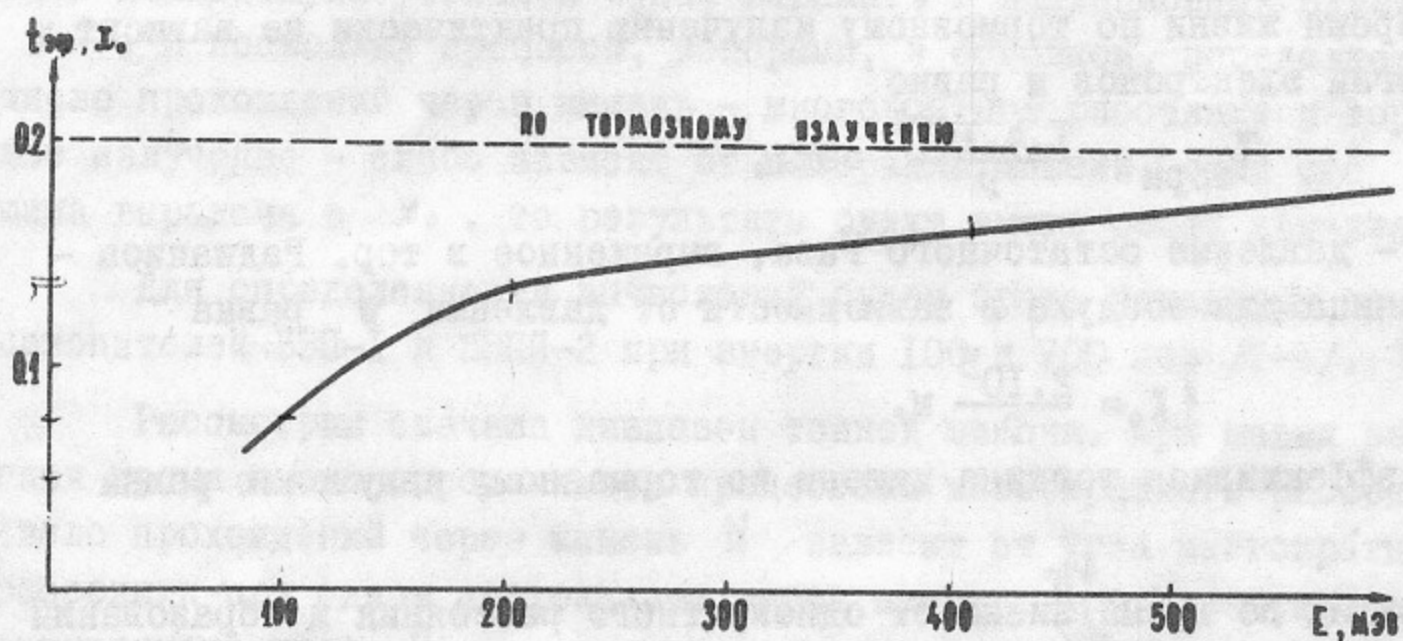


Рис. 2. Зависимость эффективной толщины мишени от энергии электронов. Случай "сверхтонкой" мишени.

больше, чем у воздуха, вклад от процессов образования δ^v -электронов будет меньше, поскольку вероятность этого процесса пропорциональна Z , в то время как для тормозного излучения и однократного рассеяния вероятность пропорциональна Z^2 .

На рис. 3 приведена зависимость $t_{эф}$ от t_1 во всем диапазоне толщин мишени от тонкой до толстой для апертуры накопителя $\theta_m = 1^\circ$.

При энергии 100 Мэв диапазон t_1 от 10^{-2} до 10^{-9} μ , соответствует условиям тонкой мишени. В этой области гибель частиц происходит за счет многократного рассеяния и максимальный угловой разброс равен апертурному углу $\theta_m = 1^\circ$. Энергетический разброс частиц, падающих на мишень, определяется ионизационными потерями и образованием δ^v -электронов на мишени. При большой толщине мишени ($t_1 > 10^{-4}$ μ для напряжения на резонаторе 7 кв), когда ионизационные потери в мишени больше напряжения на резонаторе, энергетический разброс определяется ионизационными потерями и составляет $\Delta E/E = \pm 0,3\%$. При меньших t_1 ионизационные потери компенсируются резонатором и энергетический разброс уменьшается до 0,04%, который определяется образованием δ^v -электронов [4].

При переходе к $t_1 > 10^{-9}$ μ . $t_{эф}$ определяется условиями сверхтонкой мишени. В этой области угловой размер пучка определяется многократным рассеянием за время затухания колебаний и зависит от радиуса кривизны и энергии частиц следующим образом $\theta \sim (t_1 R / \gamma^5)^{1/2}$. При еще меньших толщинах, когда размер по многократному рассеянию становится пренебрежимым, начинают сказываться квантовые флуктуации $\theta_q \sim R^{-1/2} \gamma$, которые при энергии 100 Мэв дают угловой размер $\theta_q = 0,015^\circ$.

Вклад в энергетический разброс от δ^v -электронов падает как $t_1^{1/2}$. Энергетический разброс по квантовым флуктуациям $\Delta E/E \sim R^{-1/2} \gamma$ при энергии 100 Мэв составляет $\Delta E/E = \pm 0,015\%$.

При энергии 700 Мэв диапазон тонкой мишени около 10^{-1} - 10^{-6} μ . Но в отличие от энергии 100 Мэв $t_{эф}$ определяется не углом многократного рассеяния, а тормозными потерями.

При толщине мишени меньше $5 \cdot 10^{-6}$ μ . электрон за время затухания колебаний проходит в мишени путь короче 0,15 μ , энергетический разброс по тормозным потерям перестает играть основ-

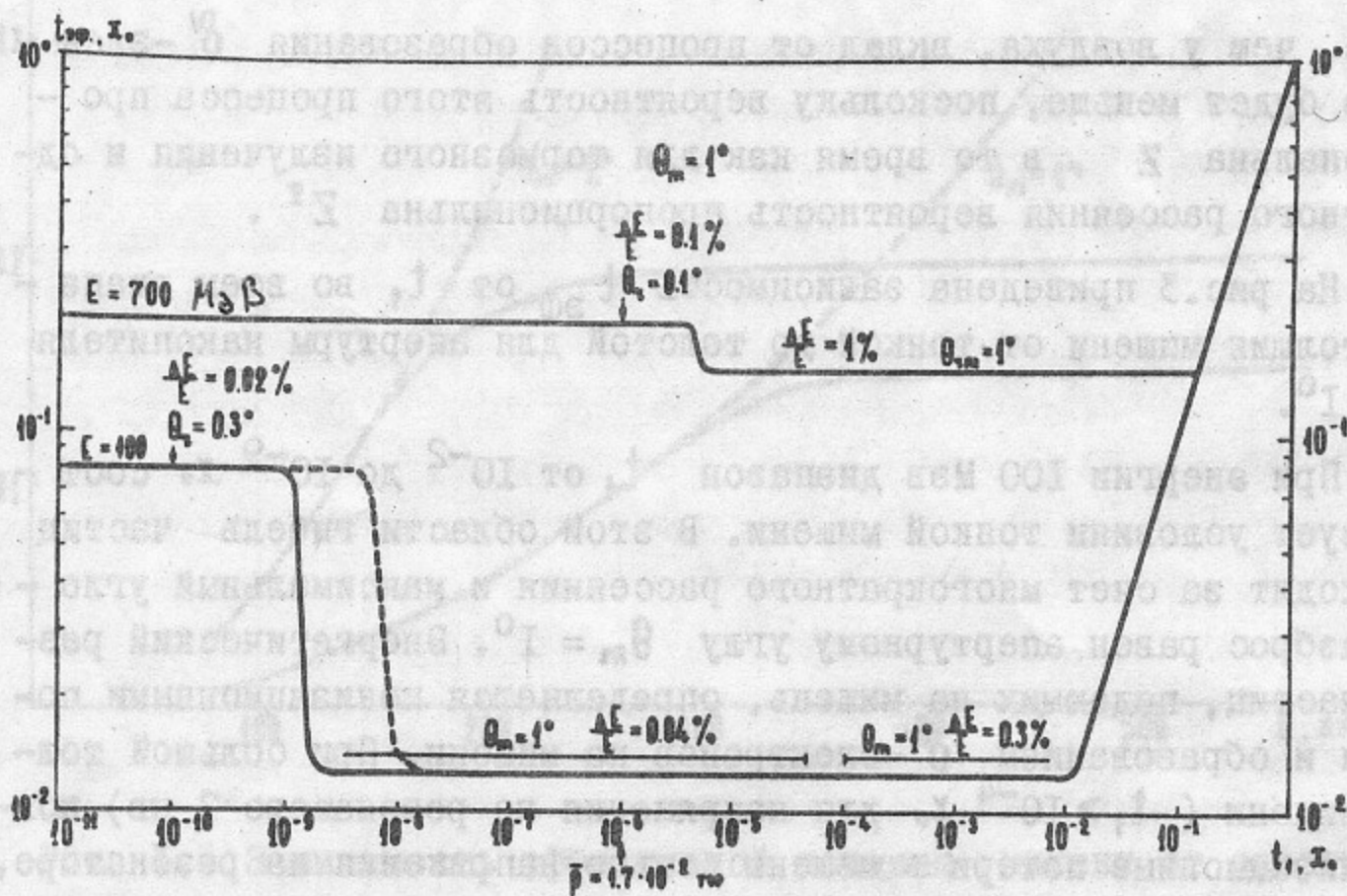


Рис. 3. Зависимость эффективной толщины $t_{\text{эф}}$ от толщины мишени t_1 при энергии 700 и 100 Мэв. Сплошные линии - накопитель ВЭПП-2, пунктирная - ВЭП-1. Апертура $\theta_m = 1^\circ$. Напряжение на резонаторе 7 кв при энергии 100 Мэв и 70 кв при энергии 700 Мэв. Толщина мишени $t_1 = 10^{-6} \text{ х}$. соответствует среднему вакууму для ВЭПП-2 $\bar{p} = 1,7 \cdot 10^{-2} \text{ тор}$.

ную роль, $t_{\text{эф}}$ растет и мы переходим в условия работы сверхтонкой мишени. Максимальное значение $t_{\text{эф}}$ определяется временем жизни по тормозным потерям, угловой и энергетический разбросы определяются квантовыми флуктуациями и составляют $\Delta E/E = \pm 0,1\%$
 $\theta_y = \pm 0,1^\circ$.

Из рисунка видно, что переход к более тонким мишеням уменьшает угловой и энергетический разброс частиц. При этом эффективная толщина не падает, а эффекты взаимодействия вторичных частиц с мишенью уменьшаются. Особенно привлекателен переход к сверхтонким мишеням. Для апертуры, приведенной на рисунке, эффективная толщина при переходе к сверхтонкой мишени для энергий 100 Мэв вырастает почти на порядок.

В практической реализации сверхтонких мишеней встают принципиальные трудности изготовления таких мишеней.

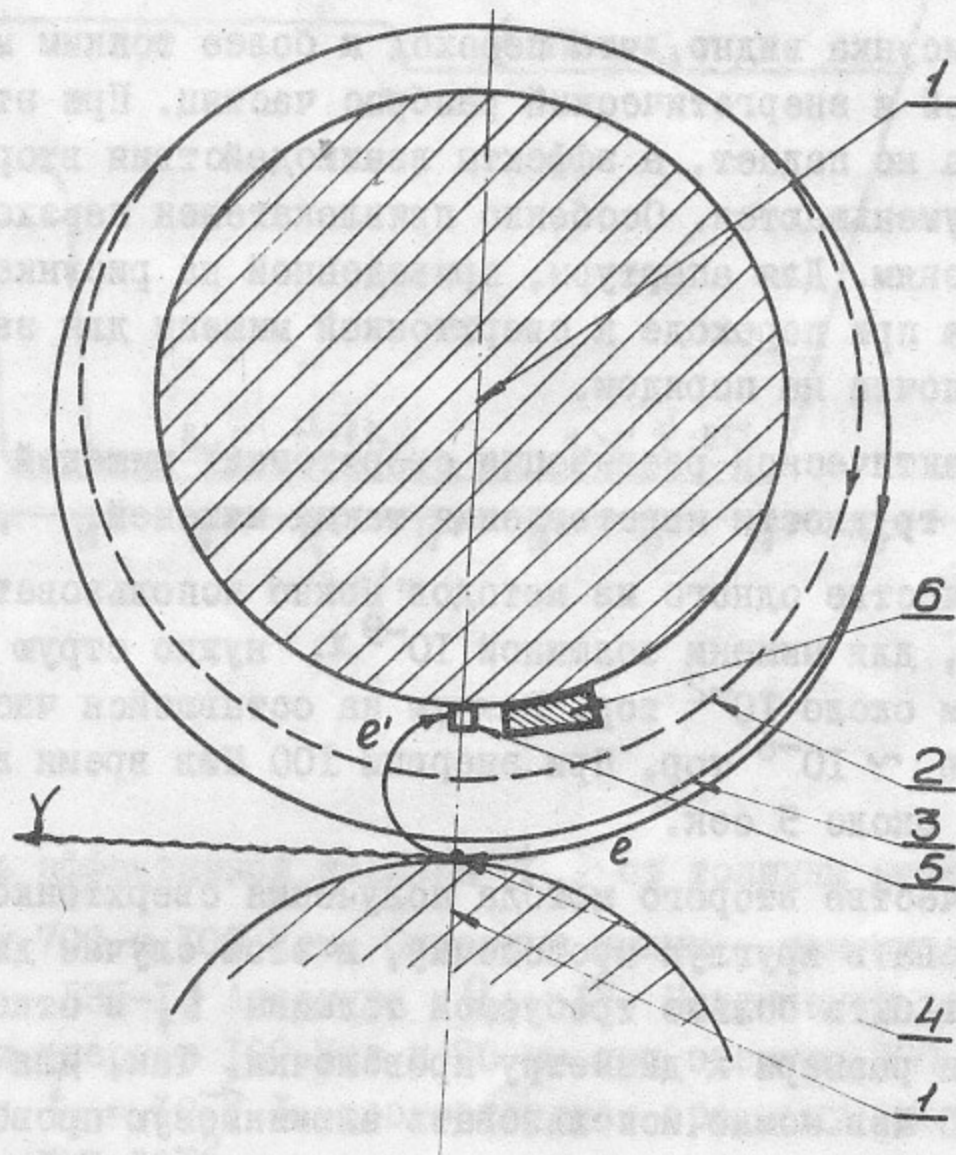
В качестве одного из методов можно использовать газовую струю. Так, для мишени толщиной 10^{-9} х. нужно струю шириной 1 см с давлением около 10^{-2} тор. Вакуум на оставшейся части орбиты должен быть $\sim 10^{-6}$ тор. При энергии 100 Мэв время жизни будет составлять около 5 сек.

В качестве второго метода получения сверхтонкой мишени можно использовать круглую проволочку, в этом случае диаметр проволочки может быть больше требуемой толщины t_1 , в отношении установившегося размера к диаметру проволочки. Так, для ВЭП-I при энергии 100 Мэв можно использовать алюминиевую проволочку толщиной около 2 мк.

Заметим, что толщина мишени t_1 , при которой происходит переход к сверхтонкой мишени, с ростом энергии растет как γ^5 .

Постановка экспериментов

В качестве примера уже поставленного эксперимента рассмотрим получение монохроматических γ -квантов на электронном накопителе ВЭП-I. /6/. Использовался известный метод выделения узкого интервала энергии из тормозного спектра электронов. Геометрическая схема эксперимента показана на рис.4. После подъема энергии электронов в накопителе до нужного значения равновесная орбита сдвигается к мишени настолько, что основная гибель электронов



4. Геометрическая схема эксперимента по поручению монохроматических γ -квантов:

- 1-сечение магнитов, 2-равновесная орбита в момент инжекции электронов (радиус 43 см), 3-рабочая равновесная орбита, 4-мишень, 5-счётчик электронов, 6-защита электронного счётчика.

происходит на мишени. Мишень и счетчик вторичных электронов находятся в области однородного магнитного поля и представляют спектрометр с фокусировкой на 180° .

Геометрическое расположение и размеры счетчика вторичных электронов такие, что при энергии первичных электронов 100 Мэв выделяются γ -кванты с энергией $94 \pm 0,3$ Мэв. γ -кванты регистрировались с помощью кристалла NaI(Tl) размерами $15 \times 15 \text{ см}^2$. Измерения проведены с мишенью толщиной 10^{-3} г . Скорость счета γ -квантов и угловые размеры пучка соответствуют расчету.

Сделаем оценку возможной интенсивности γ -квантов с энергией 20 Мэв ± 50 кэв (для ядерной спектроскопии). Пусть накопитель будет иметь такие же размеры как ВЭП-1 и работа будет вестись при энергии инжекции равной 100 Мэв. В качестве инжектора возьмем ускоритель типа БЗ-М /7/ с числом частиц в импульсе $2 \cdot 10^{11}$ и с частотой повторения 1 герц. В случае реализации сверхтонкой мишени эффективная толщина будет около 10^{-1} . В этих условиях вероятность превращения электрона в γ -квант нужной энергии составляет $5 \cdot 10^{-4}$ и интенсивность интересующих нас γ -квантов будет около 10^8 сек^{-1} . При этом пучок γ -квантов будет почти непрерывным во времени.

Заметим, что в накопитель можно поставить большое количество счетчиков вторичных электронов и тем самым иметь многоканальную систему γ -квантов.

Если γ -кванты получать таким же методом с помощью линейного ускорителя, то требуется брать мишень толщиной около 10^{-3} г . (чтобы не сказывались ионизационные потери в мишени), т.е. на 2 порядка меньше $t_{\text{эф}}$. К тому же у линейных ускорителей энергетический разброс не лучше 1%, поэтому на выделении электронов с разбросом энергии 0,05% будет потерян еще порядок. Для получения такой же интенсивности γ -квантов ускоритель должен давать около 10^{14} электронов в секунду. Лучшие линейные ускорители дают такие интенсивности, но реализовать их не представляется возможным из-за большой скважности.

В качестве другого класса экспериментов, в которых существенна толщина мишени, рассмотрим эксперимент по электророждению

π - мезонов. Панофский и др. /8/ при энергии 500 Мэв использо-
вали мишень толщиной 0,007 μ . . Если такой же эксперимент ста-
вить с накопителем, то эффективная толщина будет 0,2 μ . , а тол-
щину мишени можно уменьшить еще во много раз.

В заключение считаем приятным долгом выразить В.А.Сидоро-
ву благодарность за интерес к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Г.И.Будкер, А.А.Наумов и др. Международная конференция по ускорителям, Дубна, Атомиздат, 1963 г, стр.274.
2. Г.И.Будкер и др. Атомная энергия 19, 498 (1965).
3. В.Л.Ауслендер, С.И.Мишнев, А.Н.Скринский. Расчетные параметры пучка в накопителе ВЭПП-2. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1965г.
4. Г.Н.Кулипанов, С.Г.Попов, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Препринт 59 ИЯФ, Новосибирск, 1966.
5. N.M. Vlachman, E.A. Soucaut, Phys. Rev. 74, 140 (1948 г)
6. Л.С.Коробейников, Л.М.Курдадзе, А.П.Онучин, С.Г.Попов, Г.М.Тумайкин, Препринт 62 ИЯФ, Новосибирск 1966 г. Будет опубликовано, Ядерная физика № 6-7 за 1967 г.
7. Будкер Г.И., Киселев А.В., Коньков Н.Г., Наумов А.А., Нифонтов В.И., Острейко Г.Н., Панасюк В.С., Петров В.В., Яснов Г.И. Атомная энергия 20, 206 (1966).
8. W. Rapoportsky, S. Newton, St. Yodh, Phys. Rev. 98, 751 (1955).

1. Т.Н. Руднев, А.А. Байков и др. Неэлектрические методы измерения температуры в вакууме. Доклад, Атомиздат, 1967 г., стр. 274.
 2. Руднев Т.Н. и др. Электрические методы измерения температуры в вакууме. Доклад, Атомиздат, 1967 г., стр. 274.
 3. В.А. Аухомедов, С.Н. Минин, А.Н. Сиринский. Температурные параметры в вакууме. Доклад, Атомиздат, 1967 г., стр. 274.
 4. Т.Н. Руднев, С.Т. Попов, А.Н. Сиринский, Г.М. Туркин. Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1967 г.
 5. М. Вейсман, Е.А. Лавров, В.А. Аухомедов, С.Т. Попов, Т.М. Т. - Доклад, Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1967 г. Выход в свет ожидается.
 6. Руднев Т.Н., Киселев А.В., Ковалев Н.Т., Байков А.А., Байков Г.М., Огородников Т.Н., Лавров В.А., Петров В.В., Попов Т.М. Атомная энергия 20, 206 (1966).
 7. Вейсман М., Лавров Е.А., Туркин Г.М., Руднев Т.Н. Доклад, Препринт ИЯФ, Новосибирск, 1967 г.

Ответственный за выпуск Л.С.Коробейников

Подписано к печати 4. 02. 1967 г., заказ 101,
 усл. 0,4 п.л., тираж 200 экз., бесплатно.

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР