

УЧЕТ ВАРИАЦИЙ ТОКА ПУЧКА В АКТИВАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦАХ

В. Н. Бондаренко, В. М. Мищенко

Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков

Получены выражения, учитывающие нестабильность тока пучка при обработке результатов активационных экспериментов на пучках заряженных частиц. Рассмотрены случаи однократной и многократной (циклической) активации. Использование этих выражений, при условии записи данных о временной зависимости тока пучка, позволяет повысить точность измерений в активационном элементном и изотопном анализе и определении интегральных сечений ядерных реакций активационным методом.

Введение

Активация на заряженных частицах широко применяется при наработке нестабильных изотопов в прикладных и научных целях (см., например, [1]). Как правило, для активации используются ускорители с непрерывным выводом пучка: ускорители Ван де Граафа, каскадные генераторы, циклотроны и др.

В промышленном производстве изотопов фактор стабильности тока пучка не является критичным, поскольку их наработка обычно проводится в режиме, когда время облучения мишени значительно меньше периода полураспада производимого изотопа.

Для научных исследований характерны активационные эксперименты двух типов. В одном случае активация применяется в элементном или изотопном анализе вещества. В другом – она используется при измерении интегральных сечений ядерных реакций. В обоих случаях активация является первой стадией проведения эксперимента. На второй стадии производится регистрация излучения, сопровождающего распад изотопа-продукта. Для таких измерений важно обеспечить максимальную его наработку. Поэтому время активации по возможности выбирают равным нескольким периодам полураспада изотопа. При длительном облучении иррегулярный, плохо контролируемый дрейф тока пучка может внести заметную погрешность в результаты измерений.

В монографии [2] эта проблема рассмотрена применительно к активационному анализу с однократным облучением. Сделан вывод о том, что наилучшим способом устранения погрешности измерений за счет дрейфа потока частиц, бомбардирующих мишень, является периодическое измерение величины потока с запоминанием этих данных и их учет при обработке результатов после измерения выхода излучения из распада наработанного изотопа.

Целью настоящей работы является обобщение этого подхода на случай многократной (цикличе-

ской) активации, которая применяется для уменьшения статистической погрешности в измерении выхода излучения из распада.

Расчет количества наработанного в мишени изотопа с учетом изменения тока пучка во время облучения

Будем считать, что во время активации вещества мишени производится запись $I(t)$ – временной зависимости тока. Пусть облучение проводится в таких условиях, когда испарением и распылением вещества мишени под пучком можно пренебречь. Для простоты будем считать, что при активации в результате ядерной реакции нарабатывается лишь один радиоактивный изотоп. Предположим также, что за время облучения степень “выгорания” в веществе исходного изотопа, вступающего в ядерную реакцию, является незначительной.

Тогда зависимость количества N ядер наработанного изотопа от времени t облучения можно описать дифференциальным уравнением

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N + CI(t); \quad N(0) = N_0, \quad (1)$$

где λ – постоянная распада изотопа. Первый член в правой части уравнения учитывает распад ядер, уже наработанных к моменту t , а второй – описывает их накопление в процессе облучения. Константа C , характеризующая скорость накопления, определяется содержанием исходного изотопа в веществе мишени, а также типом и энергией частиц пучка. Аналитические выражения, описывающие эту константу, рассматриваются ниже. Отличающееся от нуля исходное количество ядер N_0 нарабатываемого изотопа введено, чтобы учесть возможность многократного облучения с прерыванием его на время регистрации излучения, сопровождающего распад изотопа. В таких экспериментах каждое повторное облучение стартует с $N_0 > 0$.

Решение уравнения активации (1) запишем как

$$N = e^{-\lambda t} (CF(t) + N_0), \quad (2)$$

где

$$F(t) = \int_0^t I(t) e^{\lambda t} dt. \quad (3)$$

Из выражений (2) и (3) наглядно видно, что в общем случае корректное определение количества изотопа-продукта по окончании активации возможно только, если имеется информация о токе пучка во все моменты времени облучения.

В двух частных случаях формула (2) принимает более простой вид. Так, если ток во время облучения мишени является постоянным ($I = I_0 = q/t$, где q – измеренный с помощью интегратора тока суммарный заряд частиц пучка, упавших на мишень за время облучения), то

$$N = C \frac{q}{\lambda t} (1 - e^{-\lambda t}) + N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4)$$

В другом предельном случае, когда время облучения много меньше периода полураспада нарабатываемого изотопа, т.е. при $\lambda t \ll 1$, имеет место

$$N = C \int_0^t I(t) dt + N_0 = Cq + N_0. \quad (5)$$

Таким образом, в этом случае для расчета количества наработанного изотопа информация об $I(t)$ не нужна.

Обозначим через E_0 энергию частиц пучка на входе в мишень. Будем считать поверхность мишени, обращенную к пучку, плоской. Пусть φ – угол падения пучка на мишень, отсчитываемый от нормали к ее поверхности. Обычно $\varphi \neq 0$ лишь в случаях, когда и облучение мишени, и регистрация излучения, сопровождающего распад изотопа-продукта, производятся на одной и той же экспериментальной установке. Это связано с удобством расположения детектора излучения.

Будем считать мишень однородной по толщине, а также по элементному и изотопному составу вещества. Пусть l – толщина мишени, n – атомная плотность исходного изотопа в веществе. Естественно, что в случаях, когда толщина мишени превосходит величину пробега заряженных частиц в веществе мишени, требование однородности по толщине теряет смысл.

Глубину x проникновения заряженных частиц в мишень будем отсчитывать от лицевой поверхности вдоль нормали к ней. В веществе мишени частицы тормозятся, и в связи с этим с

частицы тормозятся, и в связи с этим с глубиной x изменяется как их энергия E , так и сечение $\sigma(E)$ ядерной реакции, в результате которой нарабатывается изотоп. Поэтому, вообще говоря, константы накопления C для разных глубин проникновения заряженных частиц должны отличаться друг от друга. Пусть величина $\Delta C(x)$ характеризует накопление изотопа-продукта в тонком слое вещества мишени между x и $x + \Delta x$.

В активационных экспериментах при облучении в качестве заряженных частиц в подавляющем числе случаев используются легкие ускоренные ионы (протоны, дейтроны, ионы гелия и др. [1]). Ниже будет рассматриваться именно этот тип заряженных частиц. Учтем, что при активации могут быть использованы не только простейшие типы ионов, но также многозарядные и молекулярные ионы. Поэтому введем параметр z , представляющий собой отношение кратности ионизации к количеству тех атомов иона, ядра которых непосредственно принимают участие в рассматриваемом процессе активации. Например, для иона H_2^+ , имеющего два протона, $z = 1/2$.

Эксперимент и теория показывают, что в пучках быстрых ионов для подавляющего большинства ионов основной участок траектории в веществе близок к прямолинейному, а разброс ионов по энергии нарастает с глубиной достаточно медленно (см., например, [3]). Это обусловлено низкой вероятностью столкновения ионов с ядрами атомов и малостью угла рассеяния ионов при столкновениях с электронами в веществе. Лишь в конце пробега, когда существенно сбросившие энергию ионы входят в режим так называемых ядерных потерь энергии, обусловленных упругими столкновениями с атомами вещества, степень рассеяния ионов и разброс по энергии становятся значительными, но при таких энергиях даже для беспороговых ядерных реакций сечения практически равны нулю.

Используя условие прямолинейности траекторий ионов в веществе мишени, число актов ядерной реакции, инициированных ионами на исходном изотопе в слое вещества между x и $x + \Delta x$ за время Δt , можно представить в виде простого выражения

$$\Delta N = \frac{I(t)}{ze} \Delta t \sigma(E(x)) n \frac{\Delta x}{\cos \varphi}, \quad (6)$$

где e – элементарный электрический заряд, $E(x)$ – энергия ионов на глубине x . Сопоставляя правую часть в выражении (6) со вторым членом в правой части уравнения (1), получим выражение

для величины ΔC

$$\Delta C(x) = \frac{\sigma(E(x))}{ze \cos \varphi} n \Delta x. \quad (7)$$

Энергия $E(x)$ определяется из численного решения дифференциального уравнения

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{S(E)}{\cos \varphi}; \quad E(0) = E_0, \quad (8)$$

где $S(E)$ – тормозная способность ионов как функция их энергии E .

Величина $\Delta C(x)$, характеризующая накопление изотопа-продукта в тонком слое во время активации, может быть использована при расчетах выхода излучения, сопровождающего распад данного изотопа, когда нужно учитывать поглощение излучения в веществе мишени (см. ниже). Общее накопление изотопа в мишени определяется интегральной константой

$$C = \int_0^{x_{\max}} \frac{dC(x)}{dx} dx = \frac{n}{ze \cos \varphi} \int_0^{x_{\max}} \sigma(E(x)) dx, \quad (9)$$

где

$$x_{\max} = \min(l, (R(E_0) - R(E_{thr})) \cos \varphi). \quad (10)$$

Здесь E_{thr} – энергия порога реакции, а

$$R(E) = \int_0^E \frac{dE}{S(E)} - \quad (11)$$

линейный пробег ионов (пробег вдоль траектории) в веществе мишени при энергии E .

Перейдем к рассмотрению многократной активации, в случае которой выражение (2) несколько усложняется. Пусть k – порядковый номер цикла облучения; $t_{ir,k}$ – время облучения на этом цикле; $t_{c,k}$ – время между окончанием облучения и началом измерения (время “охлаждения”; обычно его длительность выбирают такой, чтобы в мишени до начала измерений, относящихся к исследуемому изотопу, основная масса наработанных совместно с ним короткоживущих нуклидов успела распасться); $t_{m,k}$ – время измерения; $t_{p,k}$ – время паузы между окончанием измерения и началом следующего цикла облучения. Введем $t_k = t_{ir,k} + t_{c,k} + t_{m,k} + t_{p,k}$ – полное время, соответствующее циклу. Будем считать, что содержание нарабатываемого изотопа в мишени перед 1-м циклом облучения равно нулю. Тогда, обобщая формулу (2) для этого случая, получим следующее выражение для количества атомов

данного изотопа, накопленных в мишени после k -го цикла:

$$N = CG_k, \quad (12)$$

где

$$G_k = \begin{cases} 0, & k = 0 \\ \sum_{i=1}^k F(t_{ir,i}) \exp\left(-\lambda \sum_{j=i}^k t_j\right), & k \geq 1. \end{cases} \quad (13)$$

Для количества атомов изотопа-продукта, накопленных в слое Δx вещества мишени, выражение будет подобным (12) с заменой C на $\Delta C(x)$.

Формула, аналогичная (12), для циклической нейтронной активации, но для случая, когда поток нейтронов изменяется от цикла к циклу, оставаясь постоянным во время каждой из фаз облучения, приведена в работе [4]. При выводе данной формулы, в отличие от выражений (12) и (13), предполагалась строгая периодичность, т.е. времена облучения, “охлаждения”, измерения и паузы являются фиксированными, независимо от порядкового номера цикла. Заметим также, что постулированное в [4] постоянство потока во время облучения можно соблюсти лишь при кратковременности облучения. Таким образом, выражения (12) и (13) применимы в более общем случае.

Расчет выхода излучения, регистрируемого из распада наработанного изотопа

Количество частиц, зарегистрированных из распада, определяется не только длительностью периодов облучения, измерения и т.д., но и поглощением этих частиц в веществе мишени. Пусть $g(x)$ – коэффициент, учитывающий такое поглощение для частиц, излучаемых с глубины x (при отсутствии поглощения $g(x) = 1$).

Ниже будем рассматривать наиболее распространенный случай, когда распад наработанного изотопа контролируется по X - или γ -излучению. X -излучение используется, если низки квантовые выходы по γ -излучению. Пусть E_γ – энергия квантов электромагнитного излучения, регистрируемого из распада, I_γ – соответствующий квантовый выход (%), а $\mu = \mu(E_\gamma)$ – коэффициент поглощения этого излучения в веществе мишени. Тогда $g(x) = \exp(-\mu x / \cos \eta)$, где η – угол, под которым расположен детектор. Подразумевается, что: а) регистрация излучения из распада осуществляется в геометрии, когда детектор направлен на лицевую сторону мишени, подвергавшуюся облучению; б) угол η отсчитывается от нормали к поверхности мишени.

При многократной активации регистрация излучения из распада проводится в промежутки

времени между фазами облучения мишени. Пусть общее количество циклов облучения/измерение равно L . После k -го облучения количество атомов изотопа, наработанного в слое вещества мишени, лежащего между x и $x + \Delta x$, будет равно, в соответствии с формулами (2), (12) и (13): $\Delta C(x)\exp(-\lambda t_{ir,k})(F(t_{ir,k}) + G_{k-1})$. Здесь $\Delta C(x)G_{k-1}$ – количество атомов данного изотопа, содержащегося в слое на момент старта k -го цикла облучения. Учитывая распад изотопа-продукта за время $t_{c,k}$ и $t_{m,k}$ и поглощение излучения в веществе, выражение для количества квантов с энергией E_γ , зарегистрированных из распада ядер изотопа-продукта в рассматриваемом слое во время k -го цикла измерения, можно представить в виде

$$10^{-2} I_\gamma \varepsilon Q_k g(x) \Delta C(x), \quad (14)$$

где ε – эффективность (отн. ед.) регистрации γ -квантов используемым детектором (в общем случае, эффективность зависит от телесного угла детектора и энергии E_γ), а

$$Q_k = e^{-\lambda t_{ir,k}} (F(t_{ir,k}) + G_{k-1}) e^{-\lambda t_{c,k}} \lambda \int_0^{t_{m,k}} e^{-\lambda t} dt = \\ = (F(t_{ir,k}) + G_{k-1}) e^{-\lambda(t_{ir,k} + t_{c,k})} (1 - e^{-\lambda t_{m,k}}). \quad (15)$$

Соответственно количество таких квантов, зарегистрированных из данного слоя за все циклы облучения/измерение, будет равно

$$\Delta N_m(x) = 10^{-2} I_\gamma \varepsilon Q g(x) \Delta C(x), \quad (16)$$

где фактор Q с размерностью заряда описывает зависимость количества зарегистрированных квантов от временных параметров

$$Q = \sum_{k=1}^L Q_k. \quad (17)$$

При одноразовом облучении

$$Q = F(t_{ir}) e^{-\lambda(t_{ir} + t_c)} (1 - e^{-\lambda t_m}). \quad (18)$$

В случае если ток во время облучения является постоянным, выражение (18) принимает вид

$$Q = \frac{q}{\lambda t_{ir}} (1 - e^{-\lambda t_{ir}}) e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_m}). \quad (19)$$

В большинстве случаев при обработке результатов экспериментаторы используют именно это

приближение, в котором игнорируется временная зависимость тока при облучении.

Воспользовавшись формулой (7) и проинтегрировав (16) по глубине проникновения ионов в мишень, получим следующее выражение для общего количества квантов с энергией E_γ , зарегистрированных из распада изотопа, наработанного в мишени:

$$N_m = 10^{-2} \frac{I_\gamma \varepsilon}{z e \cos \varphi} n Q H, \quad (20)$$

где

$$H = \int_0^{x_{\max}} \sigma(E(x)) g(x) dx. \quad (21)$$

Здесь $E(x)$ вычисляется с помощью уравнения (8), а максимальная глубина x_{\max} проникновения ионов в мишень определяется выражением (10). Если мишень является толстой, т.е. $x_{\max} = (R(E_0) - R(E_{thr})) \cos \varphi$, а проникающая способность излучения, регистрируемого из распада, такова, что можно пренебречь поглощением излучения в веществе мишени, то выражение (21) принимает вид

$$H = \cos \varphi \int_{E_{thr}}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{S(E)} dE. \quad (22)$$

При измерении тока пучка в микроамперах, заряда – в микрокулонах, энергии – в мегаэлектронвольтах, пробегов ионов, толщины мишеней и слоев вещества – в мг/см², коэффициентов поглощения X - и γ -излучения – в см²/мг, тормозной способности S ионов – в МэВ·см²/мг; сечений – в микробарнах, времени – в секундах, постоянной распада λ – в с⁻¹ (все эти величины широко используются в экспериментальной ядерной физике и ее приложениях) формула (20) принимает вид

$$N_m = 0,376 \frac{I_\gamma \varepsilon}{z A \cos \varphi} c Q H, \quad (23)$$

где c и A – содержание (% мас.) и атомная масса исходного изотопа в веществе соответственно. Формулу (23) будем использовать ниже в выражениях, применяющихся на стадии обработки результатов в разных вариантах активационного эксперимента. При ее выводе учтено соотношение $n = 10 N_A \rho c / A$ (система СИ), где ρ – массовая плотность вещества мишени, $N_A = 6,022 \times 10^{23}$ ат./моль – число Авогадро.

В этих единицах остальные рассматривавшиеся выражения сохраняют свою форму и будут использованы ниже.

Используя полученные формулы для фактора Q , скорректируем выражения, применяемые при обработке результатов активационного эксперимента в элементном анализе и при измерении интегральных сечений ядерных реакций.

Обработка результатов измерения выхода излучения из распада в изотопном и элементном активационном анализе

В активационном анализе, как правило, используются образцы сравнения (стандарты) с известным содержанием c^{st} исследуемого изотопа. Предполагается, что изотоп распределен равномерно по толщине и анализируемого образца, и стандарта. Пусть в результате активации образца и стандарта и последующей регистрации излучения из распада измеренные выходы излучения равны N_m и N_m^{st} соответственно. Используя формулу (23), из отношения выходов можно вычислить отношение содержания изотопов. Соответственно выражение для искомого содержания анализируемого изотопа в исследуемом образце будет иметь вид

$$c = c^{st} \frac{Q^{st}}{Q} \frac{H^{st}}{H} \frac{N_m}{N_m^{st}}, \quad (24)$$

где параметры со значком "st" относятся к измерениям на стандарте.

Очевидно, что выражение (24) может быть использовано не только в изотопном, но и в элементном активационном анализе, где предполагается, что образцы и стандарты имеют одинаковые (естественные) изотопные соотношения для элементов. В этом случае величины c и c^{st} в формуле (24) представляют собой содержания элементов в веществе.

В активационном анализе используются пучки ионов с энергиями, при которых доминируют ионизационные потери энергии, описываемые формулой Бете - Блоха. Эксперимент и теория показывают, что в этой области энергий отношение тормозных способностей ионов для различных веществ практически остается постоянным с изменением энергии ионов. В нашем случае это означает, что

$$S(E) \cong S^{st}(E) \frac{S(E_0)}{S^{st}(E_0)}. \quad (25)$$

Это стандартное приближение позволяет упростить отношение параметров H в формуле (24)

в важном практическом случае, когда эти параметры описываются выражением (22) (толстые мишени; жесткое излучение из распада):

$$\frac{H^{st}}{H} = \int_{E_{thr}}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{S^{st}(E)} dE / \int_{E_{thr}}^{E_0} \frac{\sigma(E)}{S(E)} dE \cong \frac{S(E_0)}{S^{st}(E_0)}. \quad (26)$$

Использование этого упрощенного соотношения позволяет существенно уменьшить общую погрешность анализа толстых образцов, поскольку зачастую опубликованные данные по сечениям реакций содержат большие погрешности или эти данные вообще отсутствуют в литературе.

Обработка результатов активационного эксперимента при измерении интегральных сечений ядерных реакций

Активационный метод используется для измерения интегральных сечений ядерных реакций, в которых ядро-продукт реакции является радиоактивным.

Поскольку измерения сечений проводятся на тонких мишенях, то выражение (23) в этом случае принимает вид

$$N_m = 0,376 \frac{I_\gamma \varepsilon}{zA \cos \varphi} c Q \int_0^l \sigma(E(x)) g(x) dx, \quad (27)$$

где c – содержание изотопа, на котором производится измерение сечения, в веществе мишени; l – ее толщина ($\text{мг}/\text{см}^2$), которая определяется делением массы мишени на ее площадь; Q – параметр, который рассчитывается по формулам (17), (18) или (19) в зависимости от кратности облучения и условий эксперимента.

Измеренное интегральное сечение (микробарн) реакции, в которой был наработан изотоп-продукт, представляет собой результат усреднения по всей толщине мишени

$$\langle \sigma \rangle = \int_0^l \sigma(E(x)) g(x) dx / \int_0^l g(x) dx \quad (28)$$

$$= 2,66 \frac{zA \cos \varphi}{I_\gamma \varepsilon c l} \frac{N_m}{Q \langle g \rangle},$$

где

$$\langle g \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l g(x) dx = \frac{\cos \eta}{\mu l} (1 - e^{-\mu l / \cos \eta}) \quad (29)$$

усредненный по толщине мишени фактор поглощения излучения из распада.

Энергия E ионов, соответствующая измеренному сечению (28), также должна определяться в результате усреднения по толщине мишени с учетом торможения ионов в веществе и поглощения частиц из распада

$$E = \int_0^l E(x) \sigma(E(x)) g(x) dx / \int_0^l \sigma(E(x)) g(x) dx, \quad (30)$$

где $E(x)$ вычисляется с помощью уравнения (8).

На исходном этапе обработки экспериментальных данных, когда информация о величине сечений отсутствует, для вычисления E можно воспользоваться приближением $\sigma = const$ в пределах толщины мишени. На заключительном этапе, когда зависимость $\sigma(E)$ в первом приближении определена и ее можно аналитически аппроксимировать, энергию E ионов, соответствующую измеренным сечениям, следует уточнить с помощью выражения (30).

Заключение

Рассмотренный в настоящей работе методический подход является развитием существующих активационных методик [2, 4]. В нем, с одной стороны, используется повышение статистической достоверности за счет циклической активации на пучке быстрых ионов и измерения выхода γ -излучения из распада в промежутках между фазами облучения, а, с другой стороны, при обработке результатов измерения учитываются

вариации тока пучка во время облучения. Это позволяет устранить погрешность измерения за счет дрейфа тока пучка, которая, как известно, может достигать 10 % и более. В настоящей работе предложены соответствующие выражения для обработки результатов активационного эксперимента. Естественно, что модель обработки может быть использована не только в циклическом варианте, но и при однократном облучении.

Предлагаемая методика позволяет повысить точность измерений. Особенно это важно при измерении интегральных сечений ядерных реакций при низких энергиях ионов, поскольку с понижением энергии вероятность их проникновения сквозь кулоновский барьер в ядро-мишень сильно уменьшается. Данные по таким сечениям используются при изучении эволюции элементного и изотопного состава вещества звезд на разных стадиях их существования [5].

Полученные выражения с некоторыми изменениями могут быть использованы также при обработке результатов измерений в случае, если активация производится на других типах частиц: нейтронах и γ -квантах. Принципиальным является обеспечение записи информации о временной зависимости потока этих частиц в процессе облучения [2].

Авторы благодарят за полезные замечания своих коллег: Е. А. Скакуна и А. В. Гончарова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Вандекастеле К.* Активационный анализ с использованием заряженных частиц / Пер. с англ. - М.: Мир, 1991. - 208 с.
2. *Иванов И. Н., Николаенко О. К.* Активационный анализ по короткоживущим нуклидам. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 120 с.
3. *Ремизович В. С., Rogozkin Д. Б., Рязанов М. И.* Флуктуации пробегов заряженных частиц. - М.: Энергоатомиздат, 1988. - 240 с.
4. *Ortaovali A.Z., Ozek F., Celenk I. et al.* // J. Radioanal. Chem. - 1981. - Vol. 61, No. 1 - 2. - P. 175 - 182.
5. *Collins G.W.* The Fundamentals of stellar Astrophysics. - New York: Freeman & C., 1989. - 493 p.

ВРАХУВАННЯ ВАРІАЦІЙ СТРУМУ ПУЧКА В АКТИВАЦІЙНИХ ЕКСПЕРИМЕНТАХ НА ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНКАХ

В. М. Бондаренко, В. М. Міщенко

Одержано вирази, що враховують нестабільність струму пучка при обробці результатів активационних експериментів на пучках заряджених частинок. Розглянуто випадки одноразової і багаторазової (циклічної) активациї. Використання цих виразів, при умові запису даних про часову залежність струму пучка, дає змогу підвищити точність вимірювань в активационному елементному та ізотопному аналізі, а також при визначенні інтегральних перерізів ядерних реакцій активационним методом.

**BEAM CURRENT VARIATION ACCOUNT IN ACTIVATED EXPERIMENTS
WITH CHARGED PARTICLES**

V. N. Bondarenko, V. M. Mischenko

Formulas, accounting for current instability of charged particle beam at activated experiment data treatment are derived. Cases of single and multiple (cyclic) activation are discussed. The use of the obtained equations under the condition of time dependence recording of beam current, allows to improve accuracy in element and isotope activated analysis with charged particles and in determination of integrated cross sections of nuclear reactions by the activating technique.

Поступила в редакцию 22.03.06,
после доработки – 25.04.06.