

P13-2017-49

И. Н. Мешков

**ФОРМИРОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННОГО  
ПОТОКА ПОЗИТРОНОВ**

Работа будет представлена на XII Международном научном семинаре  
памяти В. П. Саранцева, 2017 г., Алушта, Крым, Россия

## Формирование упорядоченного потока позитронов

Предлагается метод формирования непрерывного потока монохроматических позитронов с контролируемым временем прихода на мишень, не зависящим от момента времени старта в ограниченном интервале времени. Такой упорядоченный поток позитронов позволяет создать экспериментальную установку для исследования структуры твердого тела методом позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) в его наиболее эффективном варианте — измерении времени жизни позитрона в исследуемом веществе. Одновременно, варьируя ускоряющий потенциал мишени, можно изменять энергию позитронов на мишени и контролируемо изменять глубину их проникновения в исследуемый образец. Таким образом, можно измерять с высоким разрешением распределение дефектов по глубине.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

## Forming of an Ordered Positron Flux

A method for forming a continuous flux of monochromatic positrons with a controlled time of arrival at the target, independent of the start time in a limited start time interval, is suggested. Such an ordered positron flux (OPF) allows one to construct an experimental setup for studies of solid matter structure by positron annihilation spectroscopy (PAS) in its most efficient version — the Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy (PALS). Simultaneously, by varying the potential of the target, one can control the energy of the positrons on the target and, accordingly, the depth of their penetration into the sample under study, measuring the distribution of defects in depth with high resolution.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

## ВВЕДЕНИЕ

В позитронной аннигиляционной спектроскопии наиболее информативным, а поэтому и более привлекательным для применений считается метод, основанный на измерении времени жизни позитрона в мишени — образце исследуемого материала (Positron Annihilation Lifetime Spectroscopy — PALS). В простейшем варианте PALS чаще всего используется позитронно-активный изотоп  $^{22}\text{Na}$ , при распаде которого излучаются позитрон и, с задержкой около 3 пс,  $\gamma$ -квант. Последний используется в качестве старт-сигнала (*триггера*), а стоп-сигналом служит пара  $\gamma$ -квантов, возникающих в результате аннигиляции позитрона с электроном атома мишени (исследуемого образца). Недостатком такой постановки исследования является широкий спектр позитронов, испускаемых при распаде ядра  $^{22}\text{Na}$ . Максимальная энергия позитронов составляет 545 кэВ. Соответственно, пробег позитронов в мишени достигает, в зависимости от материала мишени, нескольких микрометров. Поэтому для изучения распределения дефектов по глубине образца приходится применять деструктивный метод — например, послойно протравливать исследуемый образец, измеряя после каждого протравливания время жизни позитрона (длительность задержки стоп-сигнала) и сравнивая его со значением времени жизни в эталонном («бездефектном») образце. Существенно, что время жизни позитрона в вакансиях возрастает в несколько раз. Таким способом определяют толщину слоя, в котором присутствуют дефекты. Конечно, это времязатратный способ.

Значительно эффективнее использование в методе PALS потока монохроматических позитронов, который формируется в источниках с изотопом  $^{22}\text{Na}$  и замедлителем-монохроматизатором. Наибольший выход медленных позитронов, около 1 % от полного числа распадов, достигается при использовании в качестве замедлителя твердого неона, который намораживается из газообразной фазы на фольгу закрытого радиоактивного источника, охлаждаемого до температуры 7–8 К. Такой Криогенный Источник Медленных Монохроматических Позитронов (КРИММП) разработан и используется на комплексе LEPTA (Low Energy Positron Toroidal Accumulator) [1, 2] в Объединенном институте ядерных исследований.

Характерная ширина (FWHM) спектра энергии позитронов из КРИММП составляет 2 эВ. Среднюю энергию можно варьировать, изменяя положитель-

ный потенциал, на который «подвешен» корпус источника, и отрицательный потенциал мишени с исследуемым образцом. Таким способом можно контролировать глубину пробега позитронов в образце и, измеряя время жизни позитронов на заданной глубине, определять распределение концентрации дефектов. При этом, правда, возникает проблема триггера, так как разброс значений интервала времени между испусканием «распадного»  $\gamma$ -кванта и аннигиляции позитрона в образце значительно превышает характерное время жизни позитрона в вакансии (около 120 пс).

В данной работе предлагается метод формирования упорядоченного потока позитронов (ФУПП) и измерения их времени жизни в образце с точностью порядка 30 пс. Предлагаемый метод является развитием известной схемы группировки потока медленных позитронов [3, 4].

## 1. ПРИНЦИП ФОРМИРОВАНИЯ УПОРЯДОЧЕННОГО ПОТОКА ПОЗИТРОНОВ

Первым активным элементом канала ФУПП (рис. 1) является промежуток с ВЧ-напряжением  $U_{RF}$  специальной формы, пересекая который позитроны ускоряются. На вход этого промежутка позитроны из КРИММП поступают по каналу-1 в некоторый случайный момент  $t_{inj}$  (инжекция). Среднее значение интервала времени между позитронами в потоке на входе  $T_0 = (\dot{N}_{e^+})^{-1} \sim$

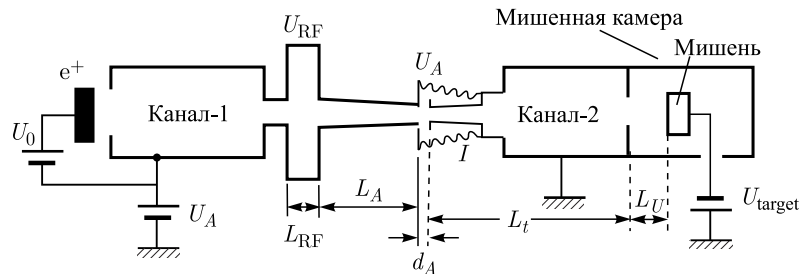


Рис. 1. Схема установки генерации упорядоченного потока позитронов:  $e^+$  — криогенный источник медленных позитронов на основе изотопа  $^{22}\text{Na}$ ; канал-1, 2 — участки канала транспортировки позитронов;  $U_0 > 0$  — разность потенциалов между источником и каналом-1;  $U_A > 0$  — разность потенциалов между каналами 1 и 2;  $L_{RF}$  — промежуток с ВЧ-напряжением  $U_{RF}$  специальной формы;  $L_A$  — 1-й дрейфовый промежуток канала ПАС;  $d_A$  — ускоряющий промежуток со статическим электрическим полем  $U_A$ ;  $k \rightarrow I$  — проходной изолятор;  $L_t$  — 2-й дрейфовый промежуток канала ПАС;  $L_U$  — промежуток между входом в экспериментальную камеру и мишенью с исследуемым образцом;  $U_{target}$  — отрицательный потенциал мишени

1 мкс. Скорость позитрона на выходе ВЧ-промежутка:

$$v_{\text{RF}}(\delta E, t_{\text{inj}}) = \sqrt{\frac{2}{m}} \cdot (E_0 + \delta E + eU_{\text{RF}}(t_{\text{inj}})), \quad nT_0 \leq t_{\text{inj}} \leq (n+1)T_0, \quad (1)$$

$E_0$  — средняя энергия позитронов на входе,  $\delta E \sim 1$  эВ — разброс энергии,  $e$  — заряд позитрона,  $n$  — целое число.

Время пролета от ВЧ-промежутка до участка ускорения в статическом электрическом поле с разностью потенциалов  $U_A$  есть

$$\Delta t_A = \frac{L_A}{v_{\text{RF}}}.$$

Скорость позитрона после прохождения участка ускорения равна

$$v_A(\delta E, t_{\text{inj}}) = \sqrt{v_{\text{RF}}^2 + \frac{2}{m}eU_A}. \quad (2)$$

С этой скоростью позитрон пролетает участок канала длины  $L_t$  до входа в камеру, где находится исследуемый образец, помещенный под отрицательный потенциал  $U_{\text{target}}$ . Время пролета позитрона от входа в ВЧ-промежуток до входа в промежуток  $L_U$  равно

$$\Delta t_{\text{target}} = \frac{L_A}{v_{\text{RF}}} + \frac{L_t}{v_A}, \quad (3)$$

где  $v_{\text{RF}}$  и  $v_A$  — значения скорости позитрона на выходе из ускоряющих промежутков  $U_{\text{RF}}$  и  $U_A$  соответственно.

Временем пролета позитрона через промежуток  $d_A \ll L_t$  можно пренебречь. Увеличение времени  $\Delta t_{\text{target}}$  и его разброса из-за прохождения зазора  $U_{\text{target}}$  оценим в разд. 4.

Позитрон, входящий в промежуток  $U_{\text{RF}}$  в момент  $t_{\text{inj}}^{(n)} = nT_0$ , путешествует до мишени максимальный по длительности из всех возможных отрезков времени  $\Delta t_{\text{target}}$ . Поэтому все остальные позитроны в интервале времени (3) будут «догоняющими», и напряжение на ВЧ-промежутке должно быть ускоряющим. Это справедливо для любых позитронов любого  $n$ -интервала длительностью  $T_0$ . С равным успехом можно выбрать начало отсчета  $t_{\text{inj}}$ , например, от середины интервала  $T_0$ :

$$\left(n - \frac{1}{2}\right) T_0 \leq t_{\text{inj}} \leq \left(n + \frac{1}{2}\right) T_0.$$

Это потребует знакопеременного напряжения  $U_{\text{RF}}(t)$  — тормозящего в первой половине промежутка  $T_0$  и ускоряющего во второй.

Для упрощения изложения ограничимся выбором отсчета времени  $t_{\text{inj}}$ , принятым в (1). Детальное описание параметров и конструкции ВЧ-системы дано в разд. 3, 4. Здесь же достаточно принять, что фаза (знак) ВЧ-импульса выбрана так, что позитрон, проходя ВЧ-промежуток, ускоряется, т.е.  $eU_{\text{RF}} \geq 0$ .

Функцию  $U_{\text{RF}}(t)$  находим из условия равенства значений  $\Delta t_{\text{target}}$  для позитронов с энергией  $E_0$  ( $\delta E = 0$ ) при любом значении  $t_{\text{inj}}$  в интервале (1):

$$\Delta t_{\text{target}}(t_{\text{inj}}^{(0)}) = \Delta t_{\text{target}}(t_{\text{inj}}), \quad (4)$$

где  $t_{\text{inj}}^{(0)} = nT_0$ ,  $t_{\text{inj}}$  определено в (1). В этом случае все частицы, независимо от значения  $t_{\text{inj}}$ , приходят на мишень одновременно в момент времени

$$t_{\text{target}} = t_{\text{inj}}^{(0)} + \Delta t_{\text{target}}(t_{\text{inj}}^{(0)}). \quad (5)$$

Из соотношений (3)–(5) следует равенство

$$\frac{L_A}{v_{\text{RF}}(0, nT_0)} + \frac{L_t}{v_A(0, nT_0)} = t_{\text{inj}} + \frac{L_A}{v_{\text{RF}}(0, t_{\text{inj}})} + \frac{L_t}{v_A(0, t)}. \quad (6)$$

Это уравнение для функции  $U_{\text{RF}}(t_{\text{inj}})$  решаем методом последовательных приближений.

*1-е приближение.* Примем

$$\frac{L_A}{U_{\text{RF}}} \gg \frac{L_t}{U_A}. \quad (7)$$

В этом случае из (6) находим

$$\frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(1)}(0, nT_0)} = t_{\text{inj}} + \frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(1)}(0, t_{\text{inj}})}. \quad (8)$$

Приняв  $U_{\text{RF}}(nT_0) = 0$ , из (8) получим (при  $\delta E = 0$ !)

$$U_{\text{RF}}^{(1)}(t_{\text{inj}}) = \left[ \frac{1}{\left(1 - \sqrt{\frac{2E_0}{m}} \cdot \frac{t_{\text{inj}}}{L_A}\right)^2} - 1 \right] \cdot E_0, \quad (9)$$

$$v_A^{(1)}(0, t_{\text{inj}}) = \sqrt{\frac{2}{m} \cdot (E_0 + eU_{\text{RF}}^{(1)}(t_{\text{inj}}) + eU_A)}. \quad (10)$$

2-е приближение. Уравнение (6) представим в виде

$$\frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(2)}(0,0)} = t_{\text{inj}} + \frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(2)}(0, t_{\text{inj}})} + \delta t_2, \quad (11)$$

где

$$\delta t_2 = L_t \left( \frac{1}{v_A^{(1)}(0, t_{\text{inj}})} - \frac{1}{v_A^{(1)}(0, 0)} \right). \quad (12)$$

Отсюда

$$U_{\text{RF}}^{(2)}(t_{\text{inj}}) = \left[ \frac{1}{\left( 1 - \sqrt{\frac{2E_0}{m}} \cdot \frac{t_{\text{inj}} + \delta t_2}{L_A} \right)} - 1 \right] \cdot \frac{E_0}{e}. \quad (13)$$

Пример функции  $U_{\text{RF}}^{(2)}(t_{\text{inj}})$  приведен на рис. 2 в разд. 2.

$$v_{\text{RF}}^{(2)} = \sqrt{\frac{2}{m} \cdot (E_0 + \delta E + eU_{\text{RF}}^{(2)})},$$

$$v_A^{(2)} = \sqrt{\frac{2}{m} \cdot (E_0 + \delta E + eU_{\text{RF}}^{(2)}(t_{\text{inj}}) + eU_A)}.$$

Время пролета частицы с энергией  $E_0 + \delta E$

$$t_{\text{target}}(\delta E, t_{\text{inj}}) = t_{\text{inj}} + \frac{L_t}{v_A^{(2)}(\delta E, t_{\text{inj}})} + \frac{L_A}{v_{\text{RF}}^{(2)}(\delta E, t_{\text{inj}})}. \quad (14)$$

Функцию  $t_{\text{target}}(\delta E, t_{\text{inj}})$  и разность времени прихода на мишень позитронов с  $\delta E \neq 0$  и  $\delta E = 0$  находим численно (например, в MathCad).

## 2. ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР ПАРАМЕТРОВ УСТАНОВКИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОТОКА ПОЗИТРОНОВ («ИДЕАЛИЗИРОВАННЫЙ» СЛУЧАЙ)

Приведем пример для характерных параметров установки:

$$50 \leq E_0 \leq 250 \text{ эВ}, \quad 10 \leq L_A \leq 30 \text{ см}, \quad U_A = 5 \text{ кВ}, \quad L_t = 250 \text{ см}.$$

Период повторения импульсов ВЧ-напряжения 10 нс (частота повторения 100 МГц). В расчетах в качестве безразмерного параметра выбрано отношение времени инъекции позитронов в ВЧ-систему  $t_{\text{inj}}$  к периоду  $T_0$ :

$$x = t_{\text{inj}}/T_0. \quad (15)$$

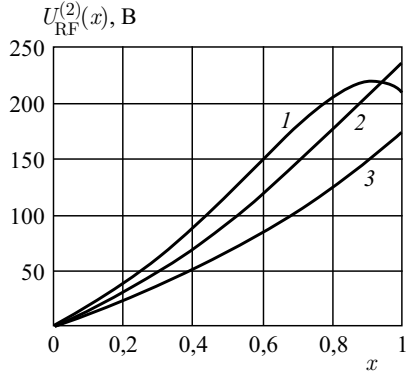


Рис. 2. Функция  $U_{\text{RF}}^{(2)}(x)$ :  $T_0 = 10$  нс (частота 100 МГц), энергия позитронов  $E_0 = 150$  эВ и  $L_A = 20$  (1), 15 (2), 12 (3) см;  $x$  — здесь и далее см. формулу (15)

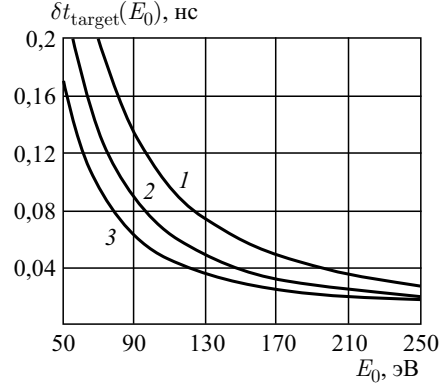


Рис. 3. Зависимость  $\delta t_{\text{target}}(E_0)$  при  $\delta E = 1$  эВ и  $x = 0,5$ ,  $L_A = 20$  (1), 15 (2), 12 (3) см

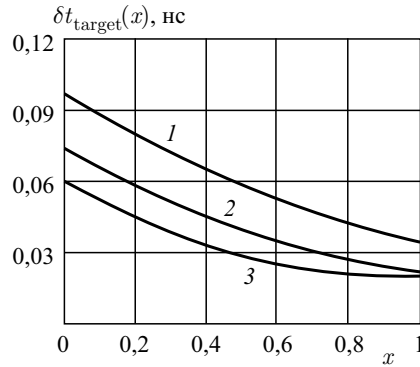


Рис. 4. Зависимость  $\delta t_{\text{target}}(x)$  (нс) при  $E_0 = 150$  эВ и  $L_A = 20$  (1), 15 (2), 12 (3) см

Главной характеристикой упорядочивания потока позитронов является разность времени  $t_{\text{target}}$  (14) прихода на мишень позитронов, имеющих среднюю энергию при инжекции и отличную от нее на некоторую величину  $\delta E$ . Для источника позитронов ЛЕРТА ширина спектра позитронов (FWHM) составляет, примерно, 2 эВ, т. е.  $\delta E = \pm 1$  эВ. Выбор значения  $E_0$  существенно влияет на значение разности времени прихода на мишень позитронов с энергией  $E_0$  и  $E_0 + \delta E$ :

$$\delta t_{\text{target}} = t_{\text{target}}(E_0, \delta E) - t_{\text{target}}(E_0, 0). \quad (16)$$



Результаты расчетов (рис. 3) показывают, что при  $E_0 > 150$  эВ и  $12 \leq L_A \leq 20$  см величина  $\delta t_{\text{target}}$  слабо зависит от  $E_0$ .

Не менее важен оптимальный выбор расстояния  $L_A$  от выхода из ВЧ-промежутка до входа в ускоряющий промежуток  $U_A$  (рис. 4). Для значений параметров, указанных в подписи к рис. 4, следует, что оптимальное значение  $L_A$  составляет 12 см.

### 3. ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ ПОЛОСЫ ЧАСТОТ ВЧ-СИСТЕМЫ НА РАЗБРОС ВРЕМЕНИ ПРИХОДА ПОЗИТРОНОВ НА МИШЕНЬ

Формирование импульсов  $U_{\text{RF}}^{(2)}$  возможно, вообще говоря, с помощью цифрового генератора. Однако при использовании импульсов высокой частоты (порядка 100 МГц в рассматриваемом случае) возникают существенные технические трудности — неизбежно ограничение частот. Для расчета этого эффекта воспользуемся фурье-анализом и выберем задний фронт функции  $U_{\text{RF}}^{(2)}(x)$  в виде линейного спада в интервале  $0,9 \leq x \leq 1$ , что исключает ее скачкообразное уменьшение до нуля при  $x = 1$  (рис. 5):

$$F_U(x) = \begin{cases} U_{\text{RF}}^{(2)}(x), & 0 \leq x \leq 1, \\ U_{\text{RF}}^{(2)}(1) \cdot \frac{1,1-x}{0,1}, & 0,9 < x \leq 1,0, \end{cases} \quad (17)$$

$x = t/T_0$ .

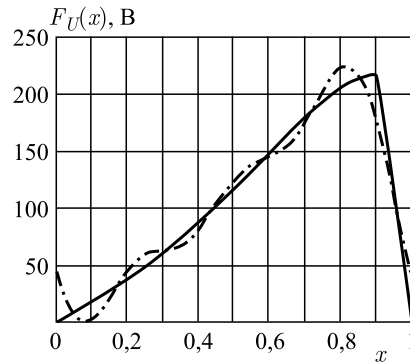


Рис. 5. Импульс напряжения на ускоряющем зазоре ВЧ-системы — исходный (сплошная кривая) и восстановленный по трем первым гармоникам (штрихпунктирная)

Используя известные формулы, запишем (17) в виде

$$F_n(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_1^n (a_m \cdot \cos mx + b_m \cdot \sin mx), \quad (18)$$

где  $m$  — номер гармоники частоты  $f_x = 1$  ( $T_x = 1$ , для выбранной переменной  $x$ ;  $n$  — максимальное (выбранное) значение  $m$  (см. ниже),  $a_m, b_m$  — амплитуды гармоник:

$$F_0(x) = \int_0^1 f_U(x) \cdot dx, \quad a_m = \frac{2}{T_0} \int_0^1 F_U^{(x)} \cdot \cos mx \cdot dx, \quad (19)$$

$$b_m = \frac{2}{T_0} \int_0^1 F_U^{(x)} \cdot \sin mx \cdot dx.$$

В дальнейшем нам понадобится также представление функции  $F_U(x)$  в форме, содержащей единую амплитуду  $A_m$  и фазу  $\varphi_m$ :

$$F_n(x) = \frac{a_0}{2} + \sum_1^n A_m \cdot \sin(mx + \phi_m), \quad (20)$$

$$A_m = \sqrt{a_m^2 + b_m^2}, \quad \phi_m = \operatorname{arctg} \frac{a_m}{b_m}.$$

Фурье-амплитуды функции  $F_U(x)$  (17) в примере, приведенном на рис. 5, быстро убывают с номером гармоники  $m$  (см. таблицу). Функция, восстановленная по фурье-спектру при ограниченном числе гармоник, слабо отличается от исходной функции (17) (рис. 5, 6).

**Параметры фурье-разложения (20) функции  $F_U(x)$  (17) для первых пяти гармоник ( $E_0 = 150$  ЭВ,  $L_A = 12$  см,  $a_0 = 213,76$  В)**

$n$	$A_n, \text{ В}$	$\varphi_n, \text{ рад}$
1	85,44	$\pi + 0,265$
2	36,54	$\pi + 0,667$
3	21,43	$\pi + 0,978$
4	13,93	$\pi + 1,281$
5	9,23	$\pi + 1,556$

этих значений в той четверти тригонометрического круга, в которой находится  $\varphi_m$ . Так, в приведенном примере (см. таблицу) появляется сдвиг  $\varphi_m$  на  $\pi$  от главного значения.

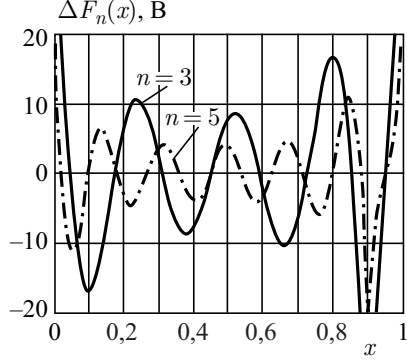


Рис. 6. Разность функций  $\Delta F_n(x) = F_n(x) - F_U(x)$  (В) для  $n = 3$  (сплошная кривая) и  $n = 5$  (штрих-пунктирная кривая)

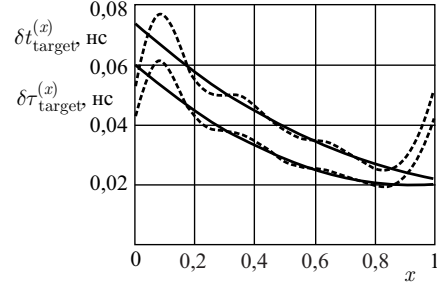


Рис. 7. Функции  $\delta t_{\text{target}}(x)$  ((16), сплошные кривые) и  $\delta \tau_{\text{target}}(x)$  (пунктирные кривые) для  $E_0 = 150$  эВ,  $L_A = 15$  (верхняя пара кривых) и 12 см (нижняя пара)

Эффект ограничения полосы частот генератора импульсов можно оценить аналогично (16) по разности прихода на мишень позитронов с  $\delta E_0 = 0$  и 1 эВ:

$$\delta \tau_{\text{target}} = \tau_{\text{target}}^{(n)}(E_0, \delta E_0) - \tau_{\text{target}}^{(n)}(E_0, 0). \quad (21)$$

Для выбранных ранее значений параметров ограничение полосы частот тремя первыми гармониками незначительно влияет на значение  $\delta \tau_{\text{target}}$  (рис. 7).

#### 4. ТРЕХРЕЗОНАТОРНАЯ ВЧ-СИСТЕМА

Результаты предыдущего раздела показывают, что периодическое ВЧ-напряжение  $F_U(t_{\text{inj}})$  вполне успешно можно сформировать с помощью трех ВЧ-систем гармонического напряжения (резонаторов) частоты

$$f_m = \frac{2\pi m}{T_0}, \quad m = 1, 2, 3. \quad (22)$$

Функция  $F_n(x)$  (18), (20) имеет постоянную составляющую  $a_0/2$ , ввести которую проще всего, увеличивая положительный потенциал источника  $U_0$ . При этом сокращаются время пролета частицей ВЧ-промежутка  $\Delta t_{\text{RF}}$  и разброс этого времени  $\delta t_{\text{RF}}$ :

$$\Delta t_{\text{RF}} \approx L_{\text{RF}} \sqrt{\frac{m}{2E}}, \quad \delta t_{\text{RF}} \approx -\frac{\delta E}{2E} \cdot \Delta t_{\text{RF}}, \quad E = E_0 + \frac{ea_0}{2} + \delta E. \quad (23)$$

Эти оценки сверху не учитывают увеличение скорости позитрона в ВЧ-поле, уменьшающее значения  $E$  и  $\delta t_{\text{RF}}$ . Для позитрона с энергией  $E = 200$  эВ,  $a_0 = 200$  В,  $\delta E = 1$  эВ получаем

$$\frac{\Delta t_{\text{RF}}}{L_{\text{RF}}} \approx 1 \text{ нс/см}, \quad \frac{\delta t_{\text{RF}}}{L_{\text{RF}}} \approx 2 \text{ пс/см},$$

что позволяет при  $L_{\text{RF}} \leq 2$  мм (см. ниже) пренебречь этим влиянием протяженности ВЧ-системы.

Формирование ВЧ-напряжения с помощью трех резонаторов дает вполне удовлетворительные результаты при выборе оптимальных значений энергии  $E_0$  и других параметров канала ФУПП (рис. 7). Технически ВЧ-резонаторы на напряжение с амплитудой менее 100 В могут иметь ускоряющий промежуток размером порядка 1 мм, протяженность ВЧ-поля которого определяется диаметром отверстий диафрагм резонаторов. Для сокращения протяженности поля отверстия закрывают сетками, которые в данном случае не несут сколь-нибудь заметной тепловой нагрузки от потока позитронов. Кроме того, оказывается, что ВЧ-системы 1-й и 3-й гармоник можно нагрузить на общий резонатор [5]. Все это и позволяет снизить суммарную протяженность ускоряющих промежутков до 1–2 мм.

Подстройку фаз ВЧ-напряжения следует производить с учетом времени пролета ускоряющего промежутка  $\Delta t_{\text{RF}}$  (23):

$$\Delta \phi_{\text{RF}}^{(m)} = 2\pi f_m \cdot \Delta t_{\text{RF}}.$$

Для 2-й гармоники частотой 100 МГц этот сдвиг при  $L_{\text{RF}} = 2$  мм составляет  $\Delta \phi_{\text{RF}}^{(2)} \approx 0,264$  рад ( $15, 14^\circ$ ), что требует соответствующей подстройки фаз 2-й и 3-й гармоник (ср. таблицу). Для 3-й гармоники сдвиг в 1,5 раза больше.

Аналогично можно оценить влияние промежутка между входом в мишенную камеру и мишенью. В крайнем случае мишени под нулевым потенциалом этот промежуток просто удлиняет канал-2 на  $L_U \sim 3$  см и, соответственно, увеличивает значения времени пролета  $t_{\text{target}}$  (16)  $\Delta L/L \sim 10^{-2}$  от исходных значений, что дает пренебрежимый вклад. Подача ускоряющего напряжения на мишень еще и уменьшает эти оценки.

## 5. СТАРТ- И СТОП-СИГНАЛЫ В МЕТОДЕ PALS-OPF

Применение непрерывного потока позитронов требует, как сказано во Введении, организации старт- («триггер») и стоп-сигналов. В предлагаемом методе PALS-OPF такие сигналы можно генерировать с помощью привязки к фазе основной гармоники (100 МГц в примере, рассмотренном выше), например, к нулю импульса напряжения  $U_{\text{RF}}^{(2)}(x)$  (рис. 2, 5), и к сигналам детектора,

регистрирующего на совпадение пару  $\gamma$ -квантов при аннигиляции позитрона в мишени — исследуемом образце. В одном из вариантов схемы измерения времени жизни позитрона в образце предлагается использовать сигнал детектора в качестве триггера, а сигнал от  $U_{\text{RF}}^{(2)}(x)$  как команду «стоп». Детальное описание схемы будет дано в [5].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый метод формирования упорядоченного потока позитронов позволяет производить измерение времени жизни позитрона в веществе с разрешением не хуже 40 пс. Параметры канала ФУПП выбраны для устройства, сооружаемого на экспериментальном комплексе LEPTA [2].

Автор выражает благодарность А. Г. Кобецу, В. В. Кобецу и П. Хородеку за полезные обсуждения, позволившие уточнить существенные детали предлагаемого метода, и Т. А. Степановой за подготовку рукописи к публикации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Horodek P., Kobets A. G., Meshkov I. N., Sidorin A. A., Orlov O. S.* Slow Positron Beam at JINR, Dubna // *Nucleonica*. 2015. V. 60 (4). P. 725.
2. *Horodek P., Bugdol M., Kobets A. G., Meshkov I. N., Orlov O. S., Rudakov A. Yu., Sidorin A. A., Yakovenko S. L.* Development of Positron Annihilation Spectroscopy at the LEPTA Facility // *Phys. Part. Nucl.* 2014. V. 11. P. 708.
3. *Suzuki R. et al.* An Intense Pulsed Positron Beam // *Hyperfine Interaction*. 1994. V. 84. P. 345.
4. *O'Rourke B. E.* Production and Application of Intense, Pulsed, Slow Positron Beams // *Proc. of Defects and Diffusion Forum*. Switzerland. 2012. V. 331. P. 75; [www.scientific.net](http://www.scientific.net).
5. *Кобец А. Г., Кобец В. В., Мешков И. Н., Орлов О. С., Сидорин А. А., Семек К., Хородек П.* Измерение времени жизни позитрона в веществе // XII Международный научный семинар памяти В. П. Саранцева, 2017, Алушта, Крым, Россия.

Получено 4 июля 2017 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 19.07.2017.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,88. Уч.-изд. л. 1,07. Тираж 215 экз. Заказ № 59181.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)