

10; 12

© 1990

## СВЕТОСИЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОНОВ

С.Д. Е в т у ш е н к о, С.И. М о ш к у н о в,  
И.Н. С и с а к я н, В.Ю. Х о м и ч

В настоящее время методы определения энергетических спектров электронов, основанные на измерении времени пролета, находят все более широкое применение в научных исследованиях [1, 2]. Применение времяпролетной спектрометрии оказывается особенно эффективным в случае импульсных источников электронов, так как позволяет измерять весь спектр за один импульс с помощью одного детектора. Основной недостаток времяпролетной спектрометрии — низкая светосила — был преодолен в результате разработки магнитных времяпролетных методов, включающих транспортировку электронов от источника к детектору с помощью продольного [1] или поперечного [2] магнитного поля. Последний метод [2] благодаря значительному увеличению времени пролета оказывается применимым и к релятивистским электронам [3], а также позволяет защитить детектор от посторонних излучений источника.

В настоящей работе описывается магнитный времяпролетный метод спектрометрии электронов с поперечным полем, позволяющий получать более высокую светосилу и степень защищенности от посторонних излучений источника по сравнению с известными. Метод основан на транспортировке электронов магнитным полем полой коаксиальной линии с током. Транспортировка заряженных частиц магнитным полем коаксиальной линии исследовалась в работе [4]. Ниже мы проанализируем возможность определения энергии транспортированных таким образом электронов по их времени пролета от источника до детектора.

Схема метода представлена на рис. 1. Поперечное магнитное поле создается путем пропускания электрического тока через замкнутую на одном конце полую коаксиальную линию 1. Под действием магнитного поля электроны, эмиттируемые источником 2, дрейфуют (транспортируются) к кольцевому детектору 3 с временным разрешением, расположенным на противоположном от источника конце коаксиальной линии [4]. Если величина пролетной базы  $L$  выбрана много больше диаметра орбиты электрона в магнитном поле, то время пролета будет равно  $\frac{L}{v_d}$ , где  $v_d$  — скорость дрейфа электрона в магнитном поле вида  $\sim \frac{1}{r}$  находится из выражений [4, 5]:

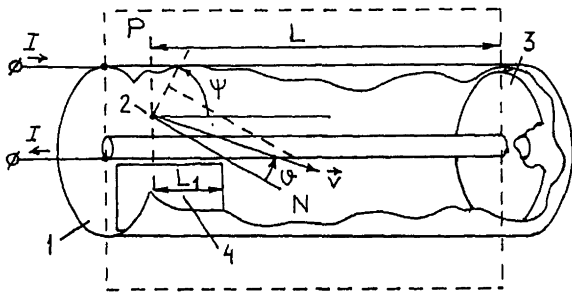


Рис. 1. Схема магнитного времяпролетного спектрометра электронов. 1 - коаксиальная линия, 2 - источник, 3 - детектор, 4 - диафрагма.

$$\sigma_2 = \begin{cases} \frac{\sigma}{\omega} \cdot \frac{\int_0^u \frac{\ln x dx}{\sqrt{\omega^2 - gx^{-2} - \ln^2 x}}}{\int_0^u \frac{dx}{\sqrt{\omega^2 - gx^{-2} - \ln^2 x}}}, & 0 \leq g < g_m \\ \sigma \cdot \frac{2\omega}{\sqrt{1+4\omega^2+1}}, & g = g_m \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  - модуль скорости электрона,  $\omega = \sigma mc^2 \left(2eI \sqrt{1 - \frac{\sigma^2}{c^2}}\right)^{-1}$ ,  $I$  - сила тока в коаксиальной линии,  $e$  - заряд электрона,  $m$  - его масса,  $c$  - скорость света,  $g = \omega^2 \cos^2 \vartheta \exp(2\omega \sin \vartheta \cos \psi)$ ,  $\vartheta$ ,  $\psi$  - сферические углы, определяющие направление вылета электрона, причем в качестве полярной оси выбраны перпендикуляр  $N$  к плоскости  $P$  (см. рис. 1), проходящей через источник и ось коаксиальной линии;  $g_m = 2\omega^2 \exp(\sqrt{1-4\omega^2-1}) (\sqrt{1+4\omega^2+1})^{-1}$  - максимальное значение  $g$  при данном значении  $\omega$ ,  $\vartheta$ ,  $\psi$  - корни уравнения:

$$\omega^2 - gx^{-2} - \ln^2 x = 0. \quad (2)$$

Известная зависимость времени пролета электрона от его энергии обеспечивает возможность измерения энергетических спектров электронов путем измерения распределения их времен пролета от источника до детектора. В случае импульсного источника электронов с временем действия, много меньшим времен пролета электронов, их энергетический спектр можно восстановить по сигналу с детектора. Важно отметить, что  $\sigma_2$  в поле данной конфигурации не зависит от расстояния точки испускания электрона до оси коаксиальной линии и определяется только силой тока  $I$ , которую легко измерить в эксперименте с достаточной точностью.

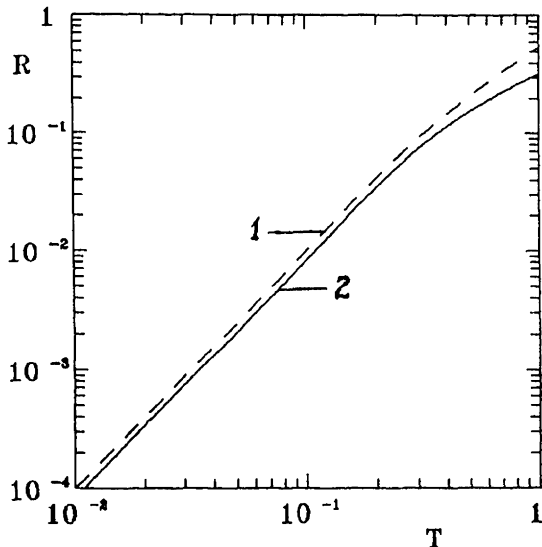


Рис. 2. Связь между светосилой  $T$  и разрешением  $R$  спектрометра для разных значений параметра  $\omega$ . 1 -  $\omega = 0,2$ , 2 -  $\omega = 0,5$ .

Соблюдение условий, изложенных в работе [4], обеспечивает транспортировку электронов к детектору из всего телесного угла в измеряемом диапазоне энергий. Следовательно, светосила спектрометра может достигать 100%. Зависимость скорости дрейфа электрона от направления вылета является принципиальным ограничением точности измерения данным методом. При постоянном значении параметра  $\omega$ , то есть при постоянной энергии электрона, скорость дрейфа возрастает с увеличением  $g$ . Минимум достигается при  $g = 0$ , что соответствует траекториям, целиком лежащим в плоскости  $\rho$ , тогда как максимум достигается при траектории с нулевой радиальной скоростью ( $g = g_m$ ), то есть при винтовой траектории [4]. При увеличении параметра  $\omega$  отношение  $\frac{\max\{\sigma_d\}}{\min\{\sigma_d\}}$  уменьшается и стремится в пределе к 1, однако при этом экспоненциально возрастает амплитуда радиальных колебаний электрона [4, 5]. Практически приемлемыми значениями параметра  $\omega$  следует считать  $0 < \omega < 1$ . В этой области  $\frac{\max\{\sigma_d\}}{\min\{\sigma_d\}} = 1,4-2$  и разрешение спектрометра  $R = \frac{2(E_2 - E_1)}{E_2 + E_1}$  составляет 0.3-0.66, где  $E_1$  и  $E_2$  - границы области значений энергии электрона, соответствующих одному значению  $\sigma_d$ .

Для улучшения энергетического разрешения следует ограничить с помощью диаграм область направлений вылета транспортируемых электронов так, чтобы  $0 < g < g_m$ . Путем численного интегрирования (2) была найдена связь между  $R$  и светосилой  $T = \frac{\Omega}{4\pi}$ , где  $\Omega$  - телесный угол, соответствующий всем направлениям

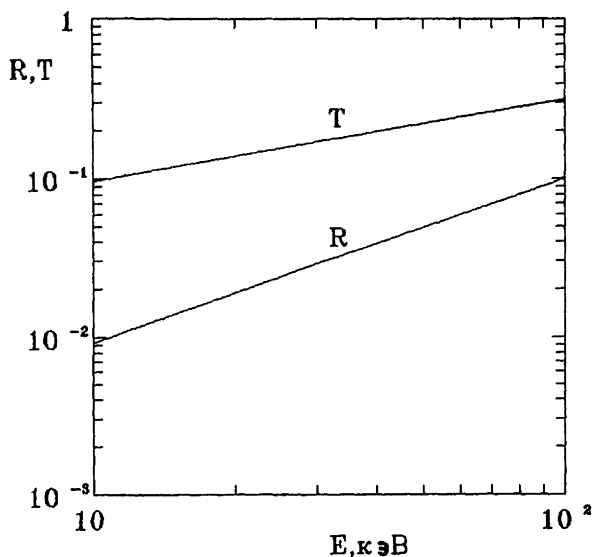


Рис. 3. Зависимость светосилы и разрешения спектрометра от энергии электрона, для конкретного вида диафрагмы.

вылета, при которых  $g < g_0$ . Результаты вычислений для двух значений параметра  $\omega$  представлены на рис. 2. Видно, что разрешение быстро улучшается по мере ограничения телесного угла. Так, при светосиле 10% разрешение составляет 0.4–1%, что достаточно для многих применений, включая электронную спектроскопию.

Рассмотрим далее один из возможных вариантов расположения диафрагмы, показанный на рис. 1 (позиция 4). Электроны с достаточно большой азимутальной скоростью сталкиваются с диафрагмой и поглощаются, что приводит к ограничению значений параметра  $g$ . На рис. 3 приведены значения светосилы и разрешения спектрометра в измеряемом диапазоне энергий электронов 10–100 кэВ, вычисленные при следующих значениях параметров:  $I = 30$  кА, расстояние от оси до источника  $r_0 = 1$  см,  $L_1 = 5 r_0 = 5$  см,  $L = 2$  м. Спектрометр может быть применен для исследования электронной эмиссии лазерной плазмы. Времена пролета электронов при указанных значениях параметров составляют 66–607 нс. Применение цифрового регистратора сигналов с тактовой частотой 100 МГц позволяет автоматизировать процесс измерений и получать спектры, включающие около 60 экспериментальных точек. Сильное поперечное магнитное поле защищает детектор от быстрых положительных ионов, эмиттируемых плазмой, тогда как достаточно большие времена пролета электронов обеспечивают разделение во времени полезного сигнала и фонового сигнала, обусловленного воздействием короткого импульса рентгеновского излучения плазмы на детектор.

Таким образом, предложенный метод позволяет создавать спектрометры, сочетающие высокое энергетическое разрешение с достаточно большой светосилой. Возможность размещения детектора на большом расстоянии от источника и селективность транспортировки по отношению к знаку заряда частицы позволяют надежно защитить детектор от посторонних излучений источника. Благодаря выбранной конфигурации магнитного поля метод не требует предварительной калибровки.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Черновски О., Янг С.Х., Петъет С.Л. Крейкрафт М.Дж., Смолли Р.Е. // Приборы для научных исследований. 1987. № 11. С. 123-130.
- [2] Norell K.E., Baltzer P., Wannberg K., Siegbann K. // Nucl. Instr. and Meth. 1984. V. 227. N 3. P. 499-508.
- [3] Аполлонов В.В., Мошкунев С.И., Прохоров А.М. // Письма в ЖТФ, 1985. Т. 11. В. 13. С. 773-777.
- [4] Malmfors K.G. // Arkiv f. Fys. 1958. V. 13. P. 499-508.
- [5] Hertweg F. // Z. Natur. 1959. V. 14. 1959. V. 14. a. P. 47-54.

Поступило в Редакцию

4 мая 1990 г.

В окончательной редакции

с 8 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 19

12 октября 1990 г.

03; 04

© 1990

### НАБЛЮДЕНИЕ ВЫХОДА НЕЙТРОНОВ ПРИ ЭЛЕКТРОЛИЗЕ ТЯЖЕЛОЙ ВОДЫ

Ю.А. Башкиров, Р.Х. Баранова,  
Б.Г. Базанин, В.М. Казакова

Первые сообщения о наблюдении выхода нейтронов в процессе электролиза тяжелой воды [1, 2] вызвали небывалый интерес во всем мире, поскольку возможное объяснение этого эффекта заключается в протекании реакции слияния ядер дейтерия по одной из двух равновероятных реакций:

