

12;15

Расчет шевронного узла микроэлектронного координатно-чувствительного детектора с двумя микроканальными пластинами

© А.В. Косуля¹ В.Г. Вербицкий^{1,2}¹ Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко, Киев, Украина² Национальный технический университет Украины „Киевский политехнический институт“, Киев, Украина
E-mail: alexandr250990@mail.ru*Поступило в Редакцию 15 мая 2017 г.*

Получена зависимость поперечного сечения пучка электронов от расстояния между пластинами и ускоряющей разности потенциалов для шевронного узла микроэлектронного координатно-чувствительного детектора с двумя микроканальными пластинами. Определена геометрия и проведена оптимизация шевронного узла.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45032.16868

Микроэлектронный координатно-чувствительный детектор (МКЧД) предназначен для высокоточных измерений элементного состава материалов в режиме реального масштаба времени без специальной подготовки проб. МКЧД позволяет проводить юстировку масс-спектрометра в зависимости от условий эксперимента. Основные узлы МКЧД — специализированная большая интегральная схема (БИС), корпус и микроканальный умножитель. Специализированная БИС рассмотрена в [1], конструкция МКЧД — в [2]. Разработка и изготовление экспериментальных образцов приборов и измерения элементного состава материалов описаны в работах [3] и [4] соответственно. Микроканальный умножитель представляет собой две микроканальные пластины (МКП) в шевронной сборке, которые образуют шевронный узел [5]. Целью настоящей работы является оптимизация шевронного узла МКЧД.

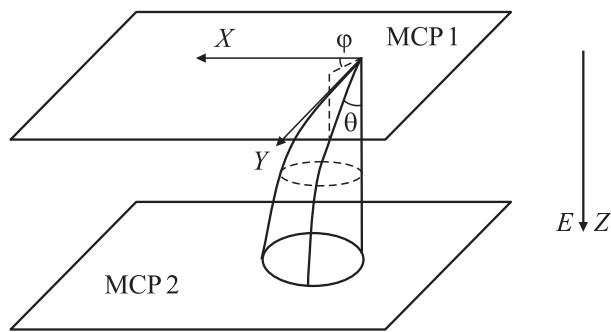


Рис. 1. Движение электронов в ускоряющем электрическом поле между МКП.

Использование двух МКП в шевронной сборке позволяет получить достаточное количество электронов, необходимых для идентификации материалов и обеспечения разрешающей способности устройства [6]. Ион, попадая на поверхность первой МКП, преобразуется в лавину электронов, которые под действием ускоряющего поля попадают на поверхность второй МКП [7]. На электроны в пучке действуют кулоновские силы и сила Лоренца, вызванная магнитным полем, которое создают сами электроны. Действием силы тяготения пренебрегаем. Действие собственного магнитного поля заметно проявляется только при скоростях электронов, близких к скорости света (энергии электронов порядка MeV). Поскольку средняя энергия электронов, вылетающих с каналов первой МКП, равна 30 eV , действием собственного магнитного поля можно пренебречь. Ввиду того что размер рабочей области МКП составляет $15 \times 8.5 \text{ mm}$, а расстояние между пластинами — порядка μm , поле между пластинами можно считать однородным.

Вектор напряженности электрического поля направлен параллельно оси Z и перпендикулярно пластинам. Электроны вылетают под углом θ к оси Z , а проекция скорости на плоскость XOY составляет угол φ с осью X , как показано на рис. 1. Движение по осям X и Y равномерное и обусловлено лишь начальной скоростью, а вдоль оси Z движение равноускоренное.

Запишем уравнения движения в проекциях на оси X, Y, Z

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= F_x, \\ m\ddot{y} &= F_y, \\ m\ddot{z} &= F_z. \end{aligned} \quad (1)$$

Поскольку $F_x = 0$, $F_y = 0$, $F_z = eE_z$, а $E_z = U/d$, система (1) примет вид

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= 0, \\ \ddot{y} &= 0, \\ \ddot{z} &= \frac{eU}{md}, \end{aligned} \quad (2)$$

где e — заряд электрона, m — масса электрона, U — ускоряющая разность потенциалов, d — расстояние между пластинами. Проинтегрируем третье уравнение из системы (2) по времени $\int d(\dot{z}) = \frac{eU}{md} \int dt$, получим $\dot{z} = \frac{\eta U}{d} t + C$, где η — удельный заряд электрона e/m , C — константа интегрирования, которая равна проекции начальной скорости на ось Z . Запишем проекции начальной скорости на оси X, Y, Z

$$\begin{aligned} v_{0x} &= v_0 \sin \theta \cos \varphi, \\ v_{0y} &= v_0 \sin \theta \sin \varphi, \\ v_{0z} &= v_0 \cos \theta. \end{aligned} \quad (3)$$

Теперь запишем проекции скоростей на оси X, Y, Z

$$\begin{aligned} v_x &= v_0 \sin \theta \cos \varphi, \\ v_y &= v_0 \sin \theta \sin \varphi, \\ v_z &= \frac{\eta U}{d} t + v_0 \cos \theta. \end{aligned} \quad (4)$$

Проинтегрируем третье уравнение системы (4) по времени $\int dz = \frac{\eta U}{d} \int t dt + v_0 \cos \theta \int dt$, получим $z = \frac{\eta U}{2d} t^2 + v_0 \cos \theta t + C$, где C — константа интегрирования, имеющая смысл начальной координаты,

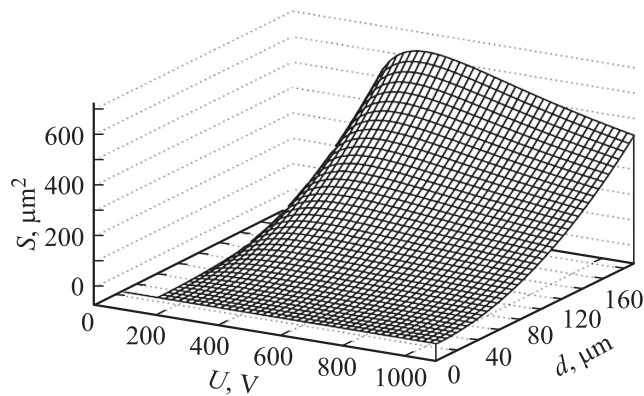


Рис. 2. Зависимость поперечного сечения пучка от ускоряющей разности потенциалов и расстояния между пластинами.

которая равна нулю. Запишем уравнения движения для X, Y, Z

$$\begin{aligned} x &= v_0 \sin \theta \cos \varphi t, \\ y &= v_0 \sin \theta \sin \varphi t, \\ z &= \frac{\eta U}{2d} t^2 + v_0 \cos \theta t. \end{aligned} \quad (5)$$

Из третьего уравнения системы (5) находим время движения, решая квадратное уравнение $\frac{\eta U}{2d} t^2 + v_0 \cos \theta t - d = 0$. Один из корней уравнения не подходит, поскольку он отрицательный. Время движения

$$t = \frac{\sqrt{v_0^2 \cos^2 \theta + 2\eta U} - v_0 \cos \theta}{\eta U} d. \quad (6)$$

При этом время движения должно быть много меньше времени релаксации пластины: $t \ll \tau$ [8].

Покажем, что можно пренебречь влиянием пространственного заряда. Используя систему (4), запишем уравнения проекций импульса на

оси X, Y, Z

$$\begin{aligned} p_x &= mv_0 \sin \theta \cos \varphi, \\ p_y &= mv_0 \sin \theta \sin \varphi \\ p_z &= m \left(\frac{\eta U}{d} t + v_0 \cos \theta \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Суммарный импульс в плоскости XOY

$$p_{xy} = p_0 \sin \theta.$$

Возьмем отношение проекций импульсов на ось Z (7) к суммарному импульсу в плоскости XOY (8)

$$\frac{p_z}{p_{xy}} = \frac{eU}{p_0 \sin \theta d} t + \operatorname{ctg} \theta. \quad (9)$$

Подставив вместо t уравнение (6) и приняв $U = 900 \text{ V}$, $\theta = \pi/4$ (для оценочных расчетов был взят средний угол), получим $p_z/p_{xy} \approx 9$. Учитывая изложенное выше, кулоновским отталкиванием и соответственно пространственным зарядом можно пренебречь.

Сечение пучка в плоскости XOY будет иметь форму эллипса, площадь которого равна

$$S = \pi ab, \quad (10)$$

где a и b — большая и малая полуоси. Учитывая, что $a = 2x$ и $b = 2y$, получим

$$S = \frac{\pi}{8} v_0^2 \sin^2 \theta \sin(2\varphi) t^2. \quad (11)$$

Вместо t подставляем уравнение системы (6)

$$\begin{aligned} S &= \frac{\pi}{4} v_0^2 \sin^2 \theta \sin(2\varphi) \\ &\times \frac{v_0^2 \cos^2 \theta + \eta U - v_0 \cos \theta \sqrt{v_0^2 \cos^2 \theta + 2\eta U}}{\eta^2 U^2} d^2. \end{aligned} \quad (12)$$

Учитывая, что $v_0 = \sqrt{\frac{2W_0}{m}}$, получим

$$S = \frac{\pi}{2} W_0 \sin^2 \theta \sin(2\varphi) \frac{2W_0 \cos^2 \theta + eU - 2 \cos(\theta) \sqrt{W_0^2 \cos^2 \theta + eUW_0}}{(eU)^2} d^2. \quad (13)$$

Зависимость (13) изображена на рис. 2.

Если подобрать расстояние между пластинами и поле между пластинами так, чтобы пучок электронов, рожденный в канале первой МКП, распределился на достаточно большую поверхность второй МКП, то в ней удастся возбудить довольно много каналов, каждый из которых даст пачку $\sim 10^4$ электронов, т.е. всего $10^6 - 10^7$. Расстояние между пластинами и ускоряющая разность потенциалов должны быть такими, чтобы пучок электронов преодолел расстояние между пластинами и возбудил как можно больше каналов второй МКП.

Таким образом, полученная функциональная зависимость поперечного сечения пучка электронов от ускоряющей разности потенциалов и расстояния между пластинами позволяет в дальнейшем вычислить оптимальные значения разности потенциалов и расстояния между пластинами для любых МКП с разными диаметрами каналов и шагом между ячейками, а также оценить количество возбуждаемых каналов второй МКП, что дает возможность оптимально позиционировать входные каналы БИС.

Список литературы

- [1] Сидоренко В.П., Вербицкий В.Г., Прокофьев Ю.В., Кизяк А.Ю., Николаенко Ю.Е. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2009. № 2. С. 25–29.
- [2] Сидоренко В.П., Прокофьев Ю.В., Мурченко Д.С., Еременко В.М., Шелехов А.В. // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2016. № 4-5. С. 53–60.
- [3] Косуля А.В., Вербицкий В.Г. // Журн. нано- и электронной физики. 2016. Т. 8. № 4. С. 04026 (1–4).
- [4] Косуля А.В., Вербицкий В.Г. // Журн. нано- и электронной физики. 2016. Т. 8. № 2. С. 02038 (1–6).

- [5] *Балдин А.А., Берлев А.И., Кудашкин И.В., Федоров А.Н.* Письма в ЭЧАЯ. 2014. Т. 11. № 2. С. 209–218.
- [6] *Langstaff D.P., Bushell A., Chase T., Evans D.A.* // Nucl. Instrum. Methods B. 2005. V. 238. Iss. 1–4. P. 219–223.
- [7] *Борискин А.И., Еременко В.М., Мордик С.Н.* и др. ЖТФ. 2008. Т. 78. № 7. С. 111–117.
- [8] *Иванов В.Я.* // Вест. СПбГУ. Сер. 11. 2011. В. 4. С. 14–31.