Список литературы

[1] *Crooker P.P., Yang D.K.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. P. 2529–2531.
[2] *Kitzerow H.-S., Crooker P.P.* // Ferroelectrics. 1991. Vol. 122. P. 183–196.
[3] *Yang D.K., Chien L.C., Doane J.W.* // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 60. P. 3102–3104.
[4] *Сморгон С.Л., Жуйков В.А., Шабанов В.Ф., Зырянов В.Я.* Препринт ИФ СО РАН. № 740 Ф. Красноярск, 1993. 27 с.
[5] *Зырянов В.Я., Сморгон С.Л., Жуйков В.А., Шабанов В.Ф.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 59. Вып. 8. С. 520–522.
[6] *Сморгон С.Л., Жуйков В.А., Зырянов В.Я., Шабанов В.Ф.* // Автометрия. 1994. № 4. С. 27–33.
[7] *Fujikake H., Takizawa K., Kikuchi H., Fujii T.* // Digest SID'93 1993. P. 873–876.

01;10 *Журнал технической физики, т. 66, в. 5, 1996*

К ТЕОРИИ ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ СО СРЕДНЕЙ ПЛОСКОСТЬЮ. III

© *Л.Г.Гликман, Ю.В.Голоскоков, С.П.Карецкая*

Институт ядерной физики АН Казахстана,
480082 Алма-Ата, Казахстан
(Поступило в Редакцию 30 января 1995 г.)

В этой части работы рассматриваются времяпролетные аберрации третьего порядка, возникающие при движении заряженных частиц в зеркалах с двумерным электростатическим полем. Аберрации третьего порядка, связанные с выходом частиц из средней плоскости, не исследуются. Ранее, в первой и второй частях работ [1,2], были рассмотрены времяпролетные аберрации второго порядка и показано, что при определенных условиях бо́льшая часть из них может быть устранена. В частности, для системы, состоящей из двух одинаковых зеркал с двумерным полем, найдены условия устранения всех времяпролетных и пространственных аберраций (до второго порядка включительно), появляющихся при движении заряженных частиц в средней плоскости. В этом случае на первый план выходят аберрации третьего порядка.

Обратившись к уравнению (3) части I [1], после выполнения необходимых преобразований, найдем, что искомая аберрационная поправка третьего порядка малости $\Delta t^{(3)}$ в зеркале с двумерным полем определяется выражением

$$\Delta t^{(3)} = \frac{1}{v_0 \sin\vartheta_0}\left(\tau_{\alpha\alpha\alpha}{x'}_0^3 + \tau_{\alpha\alpha\varepsilon}{x'}_0^2\varepsilon_0 + \tau_{\alpha\varepsilon\varepsilon}{x'}_0\varepsilon_0^2 + \tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}\varepsilon_0^3\right). \qquad (1)$$

В плоскости гауссова изображения $s = s_1$, где $K_\alpha(s_1) = 0$, коэффициенты (1) определяются равенствами

$$\tau_{\alpha\alpha\alpha} = -\frac{1}{2}b_1\left(1 + 2\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right)\operatorname{ctg}\vartheta_0 + \left(K_{\alpha\alpha}\operatorname{ctg}\vartheta_0 - K_{\alpha\alpha\alpha}\right)\cos\vartheta_0,$$

$$\tau_{\alpha\alpha\varepsilon} = -\frac{1}{4}b_1\left(1+2\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) - \frac{1}{2}\Big[K_\varepsilon\left(1+2\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) - $$

$$-K_{\alpha\alpha} - 2K_{\alpha\varepsilon}\operatorname{ctg}\vartheta_0 + 2K_{\alpha\alpha\varepsilon}\Big]\cos\vartheta_0,$$

$$\tau_{\alpha\varepsilon\varepsilon} = -\frac{3}{8}b_1\operatorname{ctg}\vartheta_0 - \frac{1}{2}\Big[K_\varepsilon\operatorname{ctg}\vartheta_0 - K_{\alpha\varepsilon} - 2K_{\varepsilon\varepsilon}\operatorname{ctg}\vartheta_0 + 2K_{\alpha\varepsilon\varepsilon}\Big]\cos\vartheta_0,$$

$$\tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} = -\frac{5}{16}b_1 - \frac{1}{8}\Big[3K_\varepsilon - 4K_{\varepsilon\varepsilon} + 8K_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}\Big]\cos\vartheta_0. \qquad (2)$$

При выводе (1) было учтено, что в зеркале, если не учитывать выход частиц из средней плоскости, пространственные аберрации любого порядка, связанные с координатой x_0, отсутствуют [3]. При этом аберрация третьего порядка $\Delta x^{(3)}$ имеет вид

$$\Delta x^{(3)} = K_{\alpha\alpha\alpha}x'^3_0 + K_{\alpha\alpha\varepsilon}x'^2_0\varepsilon_0 + K_{\alpha\varepsilon\varepsilon}x'_0\varepsilon_0^2 + K_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}\varepsilon_0^2. \qquad (3)$$

Покажем, что если в зеркале в плоскости $s = s_1$ достигается времяпролетная фокусировка третьего порядка по энергии, то аберрационная поправка $\Delta t^{(3)}$ обращается в нуль. Для этого воспользуемся равенствами (13а), (14а) и (18а) работы [1], а также соотношениями, которые следуют из результатов [4],

$$K_{\alpha\alpha\varepsilon} = \frac{1}{2}\Big[6K_\varepsilon\left(1+\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) + K_{\alpha\alpha}\left(2+3\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) - 3K_{\alpha\alpha\alpha}\operatorname{ctg}\vartheta_0\Big],$$

$$K_{\alpha\varepsilon\varepsilon} = -\frac{1}{4}\Big[K_\varepsilon\left(7-\operatorname{tg}^2\vartheta_0+12\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) + K_{\alpha\alpha}\left(1+5\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) - $$

$$-3K_{\alpha\alpha\alpha}\operatorname{ctg}\vartheta_0\Big]\operatorname{ctg}\vartheta_0,$$

$$K_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} = -\frac{1}{8}\Big[K_\varepsilon\left(2-\operatorname{tg}^2\vartheta_0-5\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) + K_{\alpha\alpha}\left(1-2\operatorname{ctg}^2\vartheta_0\right) + $$

$$+K_{\alpha\alpha\alpha}\operatorname{ctg}\vartheta_0\Big]\operatorname{ctg}^2\vartheta_0. \qquad (4)$$

Выполнив необходимые преобразования, получим

$$\tau_{\alpha\alpha\alpha} = \left[\tau_\varepsilon\left(3-\operatorname{tg}^2\vartheta_0\right) + 4\tau_{\varepsilon\varepsilon}\left(1-2\operatorname{tg}^2\vartheta_0\right) - 8\tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}\operatorname{tg}^2\vartheta_0\right]\operatorname{tg}\vartheta_0,$$

$$\tau_{\alpha\alpha\varepsilon} = \tau_\varepsilon\left(3\operatorname{tg}^2\vartheta_0 - 1\right) + 2\tau_{\varepsilon\varepsilon}\left(7\operatorname{tg}^2\vartheta_0 - 1\right) + 12\tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}\operatorname{tg}^2\vartheta_0,$$

$$\tau_{\alpha\varepsilon\varepsilon} = -(5\tau_{\varepsilon\varepsilon} + 6\tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon})\operatorname{tg}\vartheta_0. \qquad (5)$$

Отсюда следует, что при $\tau_\varepsilon = \tau_{\varepsilon\varepsilon} = \tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} = 0$ все коэффициенты в разложении (1) становятся равными нулю.

Напомним, что в зеркале $\tau_\varepsilon = 0$ при $\vartheta_0 = \pi/4$. Если, кроме того, $K_{\alpha\alpha} = -3K_\varepsilon$, то и $\tau_{\varepsilon\varepsilon} = \tau_{\alpha\alpha} = \tau_{\alpha\varepsilon} = 0$. Времяпролетная фокусировка третьего порядка по энергии достигается в зеркале при дополнительном условии $K_{\alpha\alpha\alpha} = 0$. Это следует из (5) и первого равенства (2), которое можно преобразовать к виду

$$\tau_{\alpha\alpha\alpha} = -\tau_{\alpha\alpha} \operatorname{ctg} \vartheta_0 - K_{\alpha\alpha\alpha} \cos \vartheta_0. \tag{6}$$

Вернемся теперь к схеме масс-анализатора, состоящего из двух одинаковых зеркал с двумерным полем, описанной в разделе 1 в работы [2]. Предположим, что времяпролетная фокусировка второго порядка по ε_0 и x'_0 в анализаторе обеспечена, т. е. использованы зеркала, у которых $K_{\alpha\alpha} = -3K_\varepsilon$. Тогда время пролета частицы от источника до приемника $(t_2 - t_0)$ и ее координата x_2 в плоскости щели приемника определяются выражениями

$$t_2 - t_0 = T_2 \left(1 + T_\gamma \gamma + T_{\alpha\alpha\varepsilon} {x'}_0^2 \varepsilon_0 + T_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} \varepsilon_0^3\right),$$

$$x_2 = x_0 - 2K_{\alpha\varepsilon\varepsilon} x'_0 \varepsilon_0^2 - 2K_{\alpha\alpha\alpha} {x'}_0^3, \tag{7}$$

где $T_{\alpha\alpha\varepsilon} = \tau_{\alpha\alpha\varepsilon}/b_1$, $T_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} = \tau_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon}/b_1$.

При записи равенств (7) были опущены слагаемые, связанные с выходом частицы из средней плоскости. Кроме того, не учитывались слагаемые выше первого порядка малости, содержащие γ. С помощью соотношений (5) $(t_2 - t_0)$ можно преобразовать к виду

$$t_2 - t_0 = T_2 \left[1 + T_\gamma \gamma + T_{\varepsilon\varepsilon\varepsilon} \left(\varepsilon_0^3 + 12 {x'}_0^2 \varepsilon_0\right)\right]. \tag{8}$$

Если удастся найти зеркала, у которых при $\vartheta = \pi/4$ коэффициенты $K_{\alpha\alpha} = -3K_\varepsilon$ и $K_{\alpha\alpha\alpha} = 0$, то времяпролетная фокусировка третьего порядка по ε_0 и x'_0 в рассматриваемом анализаторе будет достигнута. Как следует из равенств (4) и (7), в анализаторе будет обеспечена и пространственная фокусировка третьего порядка по этим правилам.

Благодаря таким фокусирующим и диспергирующим свойствам, рассматриваемая система зеркал с регулируемой диафрагмой *1* (рис. 3 в работе [2]) может быть использована не только в эффективном времяпролетном масс-спектрометре, но и в энергетическом фильтре с высоким качеством пространственной фокусировки.

Список литературы

[1] *Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Карецкая С.П.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 118–127.
[2] *Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В., Карецкая С.П.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 5. С. 128–133.
[3] *Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В.* // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 169–175.
[4] *Гликман Л.Г., Голоскоков Ю.В.* // Научное приборостроение. 1991. № 2. С. 99–104.