

фотопотенциальный эффект рассматривается как результат суммирования фотопотенциалов, возникающих как на границе раздела кремний/пленка, так и на границе раздела пленка/вакуум. Представленные данные являются результатом совместных исследований, выполняемых в Санкт-Петербургском и Копенгагенском (Дания) университетах.

Список литературы

- [1] *Dahlberg S.C.* // Appl. Surf. Sci. 1983. Vol. 14. P. 47.
- [2] *Dahlberg S.C., Musser M.E.* // Appl. Surf. Sci. 1980. Vol. 91. P. L23.
- [3] *Hatta A., Inoue T.* Surf. Sci. 1991. Vol. 51. P. 193.
- [4] *Nishikata Y., Fukui S., Kakimoto M.* // Thin Solid Films. 1992. Vol. 210/211. P. 296.
- [5] *Naito R., Minra A.* // J. Am. Chem. Soc. 1993. Vol. 115. P. 5185.
- [6] *Sun F., Grainger D.W., Castner D.G.* // J. Vac. Sci. Technol. 1994. Vol. A12. P. 2499.
- [7] *Porter M.D., Bright T.B., Allare D.L.* // J. Am. Chem. Soc. 1987. Vol. 109. P. 3559.
- [8] *King D.E., Czandevna A.W., Spanlding D.* // J. Vac. Sci. Technol. 1993. Vol. A11. P. 180.
- [9] *Комолов С.А., Быкова Т.Т., Лазнева Э.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1975. Т. 1. С. 92.
- [10] *Комолов С.А.* // Поверхность. 1985. № 5. С. 5.
- [11] *Haas G.A., Skin A., Thomas K.E.* // Appl. Surf. Sci. 1977. Vol. 1. P. 59.
- [12] *Dahlberg S.C.* // Surf. Sci. 1979. Vol. 83. P. 343.
- [13] *Goldstam B., Szostan D.L.* // Surf. Sci. 1980. Vol. 99. P. 235.

01;10

Журнал технической физики, т. 66, в. 7, 1996

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ И ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ТРАНСАКСИАЛЬНЫХ ЗЕРКАЛАХ

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

Институт ядерной физики АН Казахстана,
480082 Алма-Ата, Казахстан
(Поступило в Редакцию 19 июня 1995 г.)

Пространственная фокусировка пучков заряженных частиц с криволинейной осевой траекторией в электростатических трансаксиальных системах исследовалась ранее в работах [1,2]. Здесь получена новая информация о свойствах пространственной и времяпролетной фокусировки в трансаксиальных зеркалах. Используются результаты работы [1], а также результаты исследования [3], относящегося к произвольной электронно-оптической системе со средней плоскостью.

Обратимся к соотношениям (20), (22), (23) работы [3]. Преобразуем их, заменив коэффициенты разложений по канонически сопряженным переменным на коэффициенты традиционно используемых разложений,

$$x = K_{\alpha}x'_0 + K_x x_0 + K_{\epsilon} \epsilon_0 + K_{\alpha\alpha}x_0'^2 + K_{\alpha x}x'_0 x_0 + K_{xx}x_0^2 + K_{\beta\beta}y_0'^2 + \\ + K_{\beta y}y_0' y_0 + K_{yy}y_0^2 + K_{\alpha\epsilon}x'_0 \epsilon_0 + K_{x\epsilon}x_0 \epsilon_0 + K_{\epsilon\epsilon}\epsilon_0^2,$$

$$y = M_{\beta y'_0} + M_{y y_0} + M_{\beta \alpha y'_0 x'_0} + M_{\beta x y'_0 x_0} + M_{y \alpha y_0 x'_0} + M_{y x y_0 x_0} + \\ + M_{\beta \epsilon y'_0 \epsilon_0} + M_{y \epsilon y_0 \epsilon_0},$$

$$t - t_0 = \tau + \tau_{\alpha} x'_0 + \tau_x x_0 + \tau_{\epsilon} \epsilon_0 + \tau_{\gamma} \gamma + \tau_{\alpha \alpha} x_0'^2 + \tau_{\alpha x} x'_0 x_0 + \tau_{x x} x_0^2 + \\ + \tau_{\beta \beta} y_0'^2 + \tau_{\beta y} y'_0 y_0 + \tau_{y y} y_0^2 + \tau_{\alpha \epsilon} x'_0 \epsilon_0 + \tau_{x \epsilon} x_0 \epsilon_0 + \tau_{\epsilon \epsilon} \epsilon_0^2.$$

Здесь x, y — отклонение смежной траектории от осевой в криволинейной ортогональной системе координат x, y, s , ось s которой совмещена с осевой траекторией, ось x расположена в средней плоскости; t — время пролета частицы; штрихи обозначают дифференцирование по s ; индексом 0 отмечаются значения переменных в предметной плоскости $s = s_0$; ϵ_0 и γ — относительные отклонения энергии и массы частицы от основных значений; τ — время пролета основной частицы.

Соотношения между коэффициентами, характеризующими пространственную фокусировку, после преобразований принимают вид

$$\begin{aligned} K_x K'_{\alpha x} - K'_x K_{\alpha x} + 2K'_{\alpha} K_{xx} - 2K_{\alpha} K'_{xx} &= 0, \\ 2K_x K'_{\alpha \alpha} - 2K'_x K_{\alpha \alpha} + K'_{\alpha} K_{\alpha x} - K_{\alpha} K'_{\alpha x} &= 0, \\ K_x K'_{\alpha \epsilon} - K'_x K_{\alpha \epsilon} + K'_{\alpha} K_{x \epsilon} - K_{\alpha} K'_{x \epsilon} &= 0, \\ 2K'_{\alpha} K'_{yy} - 2K'_x K_{yy} + M'_y M_{y \alpha} - M_y M'_{y \alpha} &= 0, \\ K_{\alpha} K'_{\beta y} - K'_{\alpha} K_{\beta y} + M'_y M_{\beta \alpha} - M_y M'_{\beta \alpha} &= 0, \\ 2K_x K'_{yy} - 2K'_x K_{yy} + M'_y M_{yx} - M_y M'_{yx} &= 0, \\ K_x K'_{\beta y} - K'_x K_{\beta y} + M'_y M_{\beta x} - M_y M'_{\beta x} &= 0, \\ K_x K'_{\beta y} - K'_x K_{\beta y} + M'_{\beta} M_{yx} - M_{\beta} M'_{yx} &= 0, \\ 2K_x K'_{\beta \beta} - 2K'_x K_{\beta \beta} + M'_{\beta} M_{\beta x} - M_{\beta} M'_{\beta x} &= 0, \\ K_{\alpha} K'_{\beta y} - K'_{\alpha} K_{\beta y} + M'_{\beta} M_{y \alpha} - M_{\beta} M'_{y \alpha} &= 0, \\ 2K_{\alpha} K'_{\beta \beta} - 2K'_{\alpha} K_{\beta \beta} + M'_{\beta} M_{\beta \alpha} - M_{\beta} M'_{\beta \alpha} &= 0, \\ M_y M'_{\beta x} - M'_y M_{\beta x} + M'_{\beta} M_{yx} - M_{\beta} M'_{yx} &= 0, \\ M_y M'_{\beta \alpha} - M'_y M_{\beta \alpha} + M'_{\beta} M_{y \alpha} - M_{\beta} M'_{y \alpha} &= 0, \\ M_y M'_{\beta \epsilon} - M'_y M_{\beta \epsilon} + M'_{\beta} M_{y \epsilon} - M_{\beta} M'_{y \epsilon} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Соотношения, связывающие между собой коэффициенты пространственной и времяпролетной фокусировок, записываются следующим образом:

$$\frac{v_0}{2} \tau_x = K_x K'_{\epsilon} - K'_x K_{\epsilon},$$

$$\frac{v_0}{2} \tau_{\alpha} = K_{\alpha} K'_{\epsilon} - K'_{\alpha} K_{\epsilon},$$

$$v_0 \tau_{xx} = \frac{1}{2} K_x K'_x + K_x K'_{x \epsilon} - K'_x K_{x \epsilon} + 2K'_{\epsilon} K_{xx} - 2K_{\epsilon} K'_{xx},$$

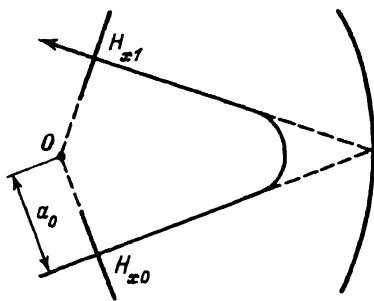
$$\begin{aligned}
\frac{v_0}{2}\tau_{\alpha x} &= \frac{1}{2}K_\alpha K'_x + K_x K'_{\alpha\epsilon} - K'_x K_{\alpha\epsilon} + K'_\epsilon K_{\alpha x} - K_\epsilon K'_{\alpha x}, \\
\frac{v_0}{2}\tau_{x\epsilon} &= K_x K'_\epsilon - \frac{1}{2}K'_x K_\epsilon + 2K_x K'_{\epsilon\epsilon} - 2K'_x K_{\epsilon\epsilon} + K'_\epsilon K_{x\epsilon} - K_\epsilon K'_{x\epsilon}, \\
\frac{v_0}{2}\tau_{\alpha x} &= \frac{1}{2}K_\alpha K'_x + K_\alpha K'_{x\epsilon} - K'_\alpha K_{x\epsilon} + K'_\epsilon K_{\alpha x} - K_\epsilon K'_{\alpha x}, \\
v_0\tau_{\alpha\alpha} &= \frac{1}{2}K_\alpha K'_\alpha + K_\alpha K'_{\alpha\epsilon} - K'_\alpha K_{\alpha\epsilon} + 2K'_\epsilon K_{\alpha\alpha} - 2K_\epsilon K'_{\alpha\alpha}, \\
\frac{v_0}{2}\tau_{\alpha\epsilon} &= K_\alpha K'_\epsilon - \frac{1}{2}K'_\alpha K_\epsilon + 2K_\alpha K'_{\epsilon\epsilon} - 2K'_\alpha K_{\epsilon\epsilon} + K'_\epsilon K_{\alpha\epsilon} - K_\epsilon K'_{\alpha\epsilon}, \\
v_0\tau_{yy} &= \frac{1}{2}M_y M'_y + M_y M'_{y\epsilon} - M'_y M_{y\epsilon} + 2K'_\epsilon K_{yy} + 2K_\epsilon K'_{yy}, \\
\frac{v_0}{2}\tau_{\beta y} &= \frac{1}{2}M_\beta M'_y + M_y M'_{\beta\epsilon} - M'_y M_{\beta\epsilon} + K'_\epsilon K_{\beta y} - K_\epsilon K'_{\beta y}, \\
\frac{v_0}{2}\tau_{\beta y} &= \frac{1}{2}M_\beta M'_y + M_\beta M'_{y\epsilon} - M'_\beta M_{y\epsilon} + K'_\epsilon K_{\beta y} - K_\epsilon K'_{\beta y}, \\
v_0\tau_{\beta\beta} &= \frac{1}{2}M_\beta M'_\beta + M_\beta M'_{\beta\epsilon} - M'_\beta M_{\beta\epsilon} + 2K'_\epsilon K_{\beta\beta} - 2K_\epsilon K'_{\beta\beta}, \quad (2)
\end{aligned}$$

где v_0 — скорость основной частицы в предметном пространстве.

Соотношения (1) и (2) записаны для пространства изображений. Предполагается, что потенциалы предметного пространства и пространства изображений совпадают. Коэффициенты со штрихами соответствуют разложениям в ряды $x'(s)$ и $y'(s)$.

В трансаксиальном зеркале при соответствующем выборе его параметров может создаваться стигматичное (точка в точку) изображение предмета. Предположим, что такое изображение создается для предмета, расположенного в главной плоскости H_{x0} предметного пространства. В этом случае в главной плоскости H_{x1} пространства изображений $K_\alpha = M_\beta = 0$, $K_x = 1$, $M_y = \pm 1$. В вогнутом зеркале предмет и изображение действительны, в выпуклом — мнимые. Известно [1], что при указанном расположении предмета и изображения дисперсия по энергии и сферическая aberrация в плоскости H_{x1} для x -направления фокусировки отсутствуют ($K_\epsilon = 0$, $K_{\alpha\alpha} = K_{\beta\beta} = 0$), остальные коэффициенты в разложении $x(s)$ в ряд имеют очень простой вид

$$\begin{aligned}
K_{\alpha x} &= -a_0 K'_x, & K_{xx} &= -\frac{1}{2}a_0 K_x'^2, \\
K_{\beta y} &= -M_y a_0 M'_y, & K_{yy} &= -\frac{1}{2}a_0 M_y'^2, \\
K_{\alpha\epsilon} &= -a_0 K'_\epsilon, & K_{x\epsilon} &= -a_0 K'_x K'_\epsilon, \\
K_{\epsilon\epsilon} &= -\frac{1}{2}a_0 K_\epsilon'^2. \quad (3)
\end{aligned}$$



Вогнутое трансаксиальное зеркало.

Здесь $K'_x = -1/f_x$, $M'_y = -1/f_y$, f_x и f_y — фокусные расстояния зеркала, K'_ϵ — угловая дисперсия по энергии, $|a_0|$ — расстояние от оси симметрии поля до главных точек (см. рисунок), знак a_0 определяется направлением движения частиц по осевой траектории. Для примера на рисунке проекции на среднюю плоскость показаны эффективная отражающая поверхность, осевая траектория и главные плоскости H_{x0} и H_{x1} вогнутого трансаксиального зеркала. Последние в любом трансаксиальном зеркале проходят через ось симметрии поля O перпендикулярно к падающему и отраженному лучам.

Подставляя (3) в (1) и учитывая равенство нулю коэффициентов K_α , M_β , K_ϵ , $K_{\alpha\alpha}$ и $K_{\beta\beta}$, а также равенства $K_x = 1$, $M_y = \pm 1$, $K'_\alpha = 1$, $M'_\beta = \pm 1$, найдем, что

$$K'_{\alpha\alpha} = \frac{a_0}{2} K'_x, \quad K'_{\alpha x} = 0, \quad K'_{\alpha\epsilon} = 0,$$

$$M_{\beta\alpha} = 0, \quad M'_{\beta\alpha} = a_0 M'_y, \quad M_{y\alpha} = -a_0 M'_y, \quad M'_{y\alpha} = 0. \quad (4)$$

Отсюда, в частности, следует, что в рассматриваемом случае сферическая абберация второго порядка отсутствует в обоих направлениях фокусировки ($K_{\alpha\alpha} = K_{\alpha\beta} = M_{\alpha\beta} = 0$).

Далее, из соотношений (2)–(4) найдем

$$\tau_\alpha = 0, \quad v_0 \tau_x = 2K'_\epsilon,$$

$$\tau_{\alpha x} = 0, \quad \tau_{\alpha\epsilon} = 0, \quad \tau_{\alpha\alpha} = \frac{1}{2} a_0 \tau_x. \quad (5)$$

Если в трансаксиальном зеркале $K'_\epsilon = 0$, то из (5) видно, что в нуль, помимо τ_α , $\tau_{\alpha x}$ и $\tau_{\alpha\epsilon}$, обращаются и коэффициенты τ_x и $\tau_{\alpha\alpha}$. Тогда как для любой электронно-оптической системы, являющейся ахроматом первого порядка ($K_\epsilon = 0$, $K'_\epsilon = 0$), из общих соотношений (2) следует, что в нуль обращаются только коэффициенты τ_x и τ_α . Из (2) также следует, что если трансаксиальное зеркало является ахроматом второго порядка в двух направлениях фокусировки (равны нулю K_ϵ , K'_ϵ и все пространственные коэффициенты линейных и угловых хроматических аббераций второго порядка), то, как и в любой электронно-оптической системе, равными нулю становятся все коэффициенты времяпролетных аббераций, содержащиеся в равенствах (2), за исключением τ_{xx}

и τ_{yy} . Для образцов [1,2] отмечалось, что на основе вогнутого трансаксиального зеркала может быть создана бездисперсионная отклоняющая система с очень хорошей пространственной фокусировкой. Было показано, что при расположении предмета и его стигматического изображения в главных плоскостях H_{x0} и H_{x1} зеркала все пространственные линейные аберрации второго порядка в x -направлении отсутствуют, если $K'_\epsilon = 0$ и $f_x = f_y = \infty$. Из полученных здесь результатов следует, что в этих же зеркалах могут быть устранены и многие виды времяпролетных аберраций.

Список литературы

- [1] Карецкая С.П., Федулina Л.В. // ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 4. С. 735-739.
- [2] Karetskaya S.P., Glickman L.G., Beizina L.G., Goloskokov Yu.V. // Adv. Electronics and Electron Physics. 1994. Vol. 89. P. 391-480.
- [3] Wollnik H., Berz M. // Nucl. Instr. and Meth. 1985. Vol. A238. N 1. P. 127-140.

07;12

Журнал технической физики, т. 66, в. 7, 1996

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАСТЕНИЯХ

© В.Х.Шпунт, В.Ю.Рудь, Ю.В.Рудь

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступило в Редакцию 23 июня 1995 г.)

Возбуждения при химических реакциях в ряде случаев вызывают биолюминесценцию, которая несет информацию о процессах, протекающих в клетках на молекулярном уровне [1-6]. В связи с обнаружением яркой фотолуминесценции зеленых листьев [7] возникла возможность привлечения излучательной рекомбинации при фотовозбуждении наряду с биолюминесценцией [1] для изучения и диагностики разнообразных процессов жизнедеятельности в растениях. В предлагаемой работе раскрыты физические основы новой возможности выявления закономерности в биологическом мире.

Использованная в работе методика измерений спектров фотолуминесценции подобна описанной в [7]. Для возбуждения ФЛ применялось излучение гелий-неонового (ЛГ-75), аргонного (ЛА 120-1) и гелий-кадмиевого (ЛПМ-11) лазеров, мощность возбуждающего излучения контролировалась в пределах 5-50 мВт/см² и не вызывала видимых изменений в объектах исследований. Для измерений были выбраны листья *Fragaria vesca* L., находившиеся в биологическом контакте