

217406362

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏՈՎԱԿԱՆ ԶՆԱՆՈՐԴՈՒՄ ՆԱՇՐԱԿ

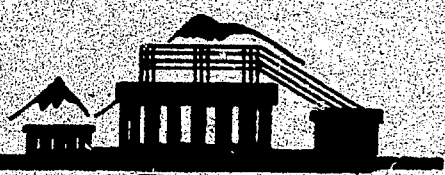
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-169(76)

Ր.Ա.ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Դ.Դ.ՄԱՆԱՏՅԱՆ

**ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ**

ԱՐՄՍ



ԵՐԵՎԱՆ

1976

ЕРЕВАН

УДК.539.124.185; 621.3.038

Научное сообщение ЕФИ-169(76)

Р.А.МЕЛИКЯН, Г.Г.МАНАСЯН

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Рассматривается устойчивость поперечной поляризации электронов в линейном ускорителе. Показано, что при не очень больших энергиях ускоренных частиц потеря степени поляризации, из-за роста продольной компоненты, можно практически пренебречь.

Ереванский физический институт

Ереван 1976

Scientific Report ЕФН-169(76)

R.A.MELIKYAN, G.G.MANASYAN

ON THE STABILITY OF TRANSVERSE  
POLARIZATION OF ELECTRONS IN  
LINEAR ACCELERATOR

The stability of the transverse polarization of electrons in a linear accelerator is considered. It was shown that at not very high energies of accelerated particles the loss of the polarization degree due to the increase of longitudinal component is practically negligible.

Yerevan Physics Institute  
Yerevan, 1976

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ЕФИ-169 (76)

Р.А.МЕЛИКЯН, Г.Г.МАНАСЯН

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ПОПЕРЕЧНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОНОВ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Ереван 1976

© *Ереванский физический институт, 1976*

## 1. Введение

Известно, что в электронном циклическом ускорителе без существенной потери степени поляризации возможно ускорять частицы только с поперечной поляризацией [1] - [4]

Низкоэнергичные поляризованные электроны, получаемые из известных источников (см. например [5] - [8]), имеют продольную поляризацию.

Очевидно, что поворот направления поляризации из продольного в поперечное целесообразно осуществить при малых энергиях частиц [9], т.е. до входа в линейный ускоритель (линус), служащий инжектором для циклического ускорителя. В связи с этим представляет интерес оценить степень поляризации частиц в линусе, при их начальной поперечной поляризации.

## 2. Уравнение вектора поляризации, поля и динамика движения частиц в линусе

а) Ввиду квазиклассического характера движения частиц в линусе, поведение вектора спина электронов можно описывать уравнением Баргманн-Мишеля-Телегди [10]

$$\frac{d\vec{\zeta}}{dt} = [\vec{\Omega} \vec{\zeta}] \quad (1)$$

где

$$\vec{\Omega} = -\frac{e}{m} \left(G + \frac{1}{\gamma}\right) \vec{H} + \frac{e}{m} G \frac{\gamma}{\gamma+1} (\vec{V} \vec{H}) \vec{V} + \frac{e}{m} \left(G + \frac{1}{1+\gamma}\right) [\vec{V} \vec{E}] \quad (2)$$

$\vec{V}$  - скорость частицы во внешнем электромагнитном поле  $\vec{E}, \vec{H}$  (в лаб. системе),  $\vec{\zeta}$  - удвоенное среднее значение вектора спина электрона в его "мгновенной" системе покоя,  $\gamma = \frac{\epsilon}{m c^2}$ ,  $\epsilon$  - энергия частицы (в лаб. системе),  $\hbar = c = 1$ ,  $G$  - аномальная часть гиромагнитного коэффициента электрона.

б) Электромагнитное поле в диафрагмированном волноводе линейного ускорителя, как известно (см. например [11], [12]), можно приближенно представить в виде

$$E_z \approx E_m \cdot \cos \theta, \quad E_r \approx -E_m \frac{\kappa \rho}{2\beta_e} \sin \theta, \quad E_\varphi = 0 \quad (3)$$

$$H_z = 0, \quad H_r \approx 0, \quad H_\varphi \approx -E_m \frac{\kappa \rho}{2} \sin \theta.$$

Здесь  $\rho, \varphi, z$  - цилиндрические координаты частицы  $\kappa = \omega$  - волновое число,  $\omega$  - частота ускоряющей волны,  $\theta = \omega t - \frac{\kappa z}{\beta_e}$  - фаза ускоряющей волны.

При наличии фокусирующего магнитного поля ( $H_0$ ), обычно применяемого для подавления радиальной неустойчивости частиц, в (3) необходимо положить  $H_z = H_0$ .

в) Мы рассматриваем пучки малой интенсивности, при которой можно пренебречь собственным полем пучка, т.е. сводим задачу динамики многих частиц к одночастичной.

Учитывая, что  $V_x \ll V_z$ ,  $V_y \ll V_z$ ,  $E_x \ll E_z$ ,  $E_y \ll E_z$  можно пренебречь влиянием поперечного движения на продольное, тогда

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-V_z^2}}; \quad \frac{d\gamma}{dt} = A V_z \cdot \cos \theta \quad (4)$$

и в случае  $\beta_g = \text{Const}$  уравнение фазовой траектории в переменных  $\gamma, \theta$  имеет вид [12]

$$\sin \theta = \frac{\omega}{A} \left( \sqrt{\gamma^2 - 1} - \frac{\gamma}{\beta_g} \right) + f, \quad (5)$$

где  $A = \frac{e}{m} E_M$ . Предположим начальная фаза частиц выбрана так, что постоянная  $f = \sin \theta_0 - \frac{\omega}{A} \left( \sqrt{\gamma_0^2 - 1} - \frac{\gamma_0}{\beta_g} \right)$  близка к нулю, тогда, как известно [12], фаза частицы монотонно растет и асимптотически приближается к значению  $\theta = 0$ .

Уравнения поперечного движения частиц в присутствии фокусирующего магнитного поля имеют вид

$$\frac{d}{dt} (\gamma V_x) = \frac{e}{m} E_x + \frac{e}{m} (V_y H_0 - V_z H_y) \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} (\gamma V_y) = \frac{e}{m} E_y + \frac{e}{m} (V_z H_x - V_x H_0) \quad (7)$$

Если фокусирующее поле удовлетворяет условию

$$H_0 > \sqrt{\frac{2mk}{e\beta_g} \sin \theta (1 - \beta\beta_g)}, \quad (8)$$

то из уравнений (6) и (7), с учетом (4), (5) имеем

$$x = x_0 + V_y(0) \frac{\gamma_0}{\omega_0} + \frac{\gamma_0}{\omega_0} [V_x(0) \sin \alpha - V_y(0) \cos \alpha]$$

$$y = y_0 - V_x(0) \frac{\gamma_0}{\omega_0} + \frac{\gamma_0}{\omega_0} [V_x(0) \cos \alpha + V_y(0) \sin \alpha]$$

$$V_x = \frac{\gamma_0}{\gamma} [V_x(0) \cdot \cos \alpha + V_y(0) \sin \alpha]$$

$$V_y = \frac{\gamma_0}{\gamma} [V_y(0) \cos \alpha - V_x(0) \sin \alpha],$$

т.е. частицы движутся по винтовой траектории с возрастающим (по мере увеличения энергии) шагом. Здесь  $\omega_0 = \frac{eH_0}{m}$ ,  $\alpha = \omega_0 \int_0^t \frac{dt}{\gamma}$ . Используя (4) и (5), в случае  $\beta_g = 1$  имеем

$$\alpha = \frac{\omega_0}{A\sqrt{1-f^2}} \ln \left[ \frac{\gamma \cdot (\sqrt{1-f^2} \cos \theta + 1 - f^2) + \frac{f\omega}{2A}}{\gamma_0 (\sqrt{1-f^2} \cos \theta_0 + 1 - f^2) + \frac{f\omega}{2A}} \right]; \quad (10)$$

### 3. Поведение вектора поляризации в линусе

Для решения уравнений (1) пользуемся методом последовательных приближений. При этом удобно записать (1) в матричном виде:

$$\frac{d\zeta_i}{dt} = \Omega_{ik} \zeta_k, \quad (11)$$

где  $i, k = 1, 2, 3$ ;  $\Omega_{12} = -\Omega_2$ ,  $\Omega_{13} = \Omega_y$ ,  $\Omega_{23} = -\Omega_x$ ,  $\Omega_{ik} = -\Omega_{ki}$ .  
Решение (14), тогда можно записать в виде

$$\zeta_i(t) = \left[ \delta_{ik} + \int_0^t \Omega_{ik}(\tau_1) d\tau_1 + \int_0^t \Omega_{i\lambda}(\tau_1) \left( \int_0^{\tau_1} \Omega_{\lambda\kappa}(\tau_2) d\tau_2 \right) d\tau_1 + \dots \right] \zeta_k(0). \quad (12)$$

Предположим, в начальный момент частицы поляризованы

по оси  $x$ , т.е.  $\zeta_1(0) = 1$ ,  $\zeta_2(0) = \zeta_3(0) = 0$ .

Используя вышеуказанные значения для полей в лине (3), скоростей и координат (9), а также выражения (4), (5) и пренебрегая членами более высокого порядка малости, получим следующие приближенные значения для компонент вектора  $\vec{\zeta}$

$$\zeta_x \approx \eta \cdot \cos \psi, \quad \zeta_y \approx -\eta \sin \psi$$

$$\zeta_z \approx G \gamma_0 V_x(0) \ln \frac{\gamma}{\gamma_0} + \gamma_0 V_x(0) \left( \frac{\sqrt{\gamma^2 - 1}}{1 + \gamma} - \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{1 + \gamma_0} \right) -$$

$$- G \gamma_0 V_y(0) \cdot \alpha + G \frac{E_m}{2H_0} (\theta - \theta_0) \gamma_0 V_y(0) \cdot f,$$
(13)

где  $\psi \approx -\int_0^t \Omega_z(\tau) d\tau \approx \alpha$ ,  $\eta \approx 1 - \frac{\zeta_z^2}{2}$ .

В выражении  $\zeta_z$  первые два члена соответствуют вкладу  $E_z$  компоненты бегущей волны, третий член - фокусирующего поля, последний член - поперечных компонент бегущей волны. Из решения (13) следует, что вектор поляризации  $\vec{\zeta}$  вращается вокруг оси  $Z$  с частотой

$$\Omega \approx \frac{\omega_0 \sqrt{1-f^2}}{\gamma \cdot \cos \theta} \cdot \ln \left[ \frac{\gamma(\sqrt{1-f^2} \cos \theta + 1 - f^2) + \frac{f\omega}{2A}}{\gamma_0(\sqrt{1-f^2} \cos \theta_0 + 1 - f^2) + \frac{f\omega}{2A}} \right] \quad (14)$$

одновременно, медленно наклоняясь к оси  $Z$ , с увеличением энергии частиц. Учитывая, что обычно  $V_x(0) \ll 1$ ,  $V_y(0) \ll 1$ , а для электрона  $G \approx 1.16 \cdot 10^{-3}$ , то при не очень больших энергиях, потерей степени поляризации частиц, из-за роста  $\zeta_z$  компоненты, можно практически пре-

небрежь.

Таким образом приходим к выводу, что при ускорении в линзе поперечно поляризованных электронов, поляризация остается поперечной.

Деполаризация пучка может возникать в поперечной плоскости из-за разброса величины  $\psi$  для разных частиц (например вследствие разброса по  $\gamma, \theta, f, H_0$ ). Оценку степени деполаризации пучка в поперечной плоскости целесообразно провести при наличии конкретных значений необходимых характеристик ускорителя.

Авторы благодарны Симоняну Х.А. и Лазиеву Э.М. за стимулирование работы и полезные обсуждения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. X.A.Симонян. Труды Международной конференции по ускорителям, Дубна, стр.915(1963) .
2. X.A.Симонян. Диссертация, Ленинград (1969).
3. V.Ernst. Nucl.Instr.and Met-.60, 52 (1968).
4. A.Turrin.Frascatti Report LNF-70/52 (1970).
5. R.J.Krisciokaitis, Wu-Yang Tsai, Nucl.Instr.and Meth. 83, 45 (1970).
6. V.W.Hughes, R.L.Long, M.S.Lubell, M.Posner, W.Raith. Phys.Rev. A5, 195 (1972).
7. E.Garwin, F.Meier, D.T.Pierce, K.Sattler, H.C.Siegmán. SLAC-PUB-1446 (I/A) (1974).
8. U.Heinzman, J.Kessler, J.Lorenz. Phys.Rev.Lett. 25, 1325 (1970).
9. H.A.Tolhoek. Rev.Mod.Phys. 28, 277 (1956).
10. В.Б.Берестецкий, Е.Н.Лифшиц, Л.П.Питаевский. Релятивистская квантовая теория, ч.1, М.(1968).
11. Р.Миттра, С.Ли, Аналитические методы теории волноводов. М. "Мир", (1974)
12. О.А.Вальднер, А. Д.Власов , А.В.Шальнов. Линейные ускорители М."Атомиздат " (1969).

Рукопись поступила 20-го января 1976г.



Редактор Л.П.Мухаян  
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 540

ВФ-03796

Тираж 299

Подписано к печати 19/1У-76г. Формат издания 30х40

0,5 уч.изд.л. Ц.4 к.

Отпечатано на роталпринте  
Ереванского физического института, Ереван-36, пер. Марка-  
ряна 2