VỀ ĐIỆN ĐỘNG LỰC HỌC TRONG HỆ QUI CHIẾU ĐIỆN TỪ

NGUYỄN VĂN THỎA

Coi tenxơ điện từ thầm là tenxơ metric của không — thời gian trong môi trường đồng nhất và đẳng hướng ta có thể xây dựng hệ qui chiếu quán tính điện từ trong chân không. Các phương trình trường điện từ cũng như các phương trình thế dạng tenxơ và vectơ đều có dạng như nhau trong các hệ qui chiếu điện từ. Đối với các môi trường không đồng nhất hệ qui chiếu điện từ có tính chất định xứ. Đưa ra các phương trình thế vécto và thế Hertz trong hệ qui chiếu điện từ. Các phương trình với nguồn từ có thể thu được từ các phương trình với nguồn điện bằng phép biến đổi đối ngẫu.

*

* *

I – HỆ QUY CHIẾU QUÁN TÍNH ĐIỆN TỪ TRONG CHÂN KHÔNG

Nguyên lý tương đối Einstein là nguyên lý bình đẳng giữa các hệ qui chiếu quán tính đã được xác định bằng hai tiên đề: 1. Tốc độ ánh sáng trong chân không là lớn nhất và như nhau trong mọi hệ qui chiếu quán tính; 2. Các phương trình vật lý có dạng như nhau trong mọi hệ qui chiếu quán tính. Theo tiên đề thứ nhất, trong điện động lực học chân không, phương trình truyền mặt sóng điện từ.

$$g^{ik}\partial_i\partial_k\psi = 0, \quad g^{ik} = \mathrm{diag}(1, -1, -1, -1) \tag{1}$$

trong đó $\psi = \psi(x^k)$ là phương trình mặt sóng, có dạng như nhau trong mọi hệ qui chiếu quán tính. Từ yêu cầu đó, chúng ta có thể tìm phép biến đổi tọa độ và thời gian từ một hệ qui chiếu quán tính này sang một hệ qui chiếu quán tính khác:

$$g^{i'k'} = L^{i'}_m L^{k'}_n g^{mn} = g^{ik} \tag{2}$$

Để tìm 16 thành phần của ma trận biến đổi $L^{i'}_k$ ta cần bổ sung thêm 6 điều kiện phụ vào phương trình (2). Các điều kiện này có thể là yêu cầu 6 phương trình Maxwell dưới dạng vectơ phải hiệp biến. Yêu cầu này thể hiện tiên đề thứ hai của nguyên lý tương đối Eindtsin. Vì những lý do như vậy, hệ qui chiếu trong đó phương trình truyền mặt sóng điện từ có dạng (1) gọi là các hệ qui chiếu quán tính điện từ trong chân không [1].

2. HỆ QUI CHIẾU QUÁN TÍNH ĐIỆN TỪ TRONG CÁC MÔI TRƯỜNG

Trong điện động lực học chân không, tenxơ cường độ điện từ E_{ik} và tenxơ cảm ứng điện từ D^{ik} được liên hệ với nhau theo công thức

$$D^{ik} = g^{im} g^{kn} E_{mn} \tag{3}$$

Như vậy tenxơ Minkowski ở đây đóng hai vai trò, thứ nhất nó là tenxơ metric và thứ hai là tenxơ điện từ thầm chân không.

Tương tự như vậy, trong điện động lực học các môi trường chuyển động ta có [3].

$$D^{ik} = \varepsilon^{im} \varepsilon^{kn} E_{mn} \tag{4}$$

Trong hệ tọa độ Descartes trong hệ đơn vị Gauss

$$\varepsilon^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \operatorname{diag}(\varepsilon\mu, -1, -1, -1) \tag{5}$$

Như vậy tenxơ điện từ thẩm ε^{im} cũng có thể coi như tenxơ mêtric trong môi trường đẳng hướng đã cho và hệ qui chiếu quán tính trong điện động lực học các môi trường chuyển động sẽ là tổng quát hóa hệ qui chiếu quán tính trong điện động lực học chân không, tức là tồn tại một phép biến đổi tương tự như (2) giữ cho tenxơ mêtric ε^{ik} không đổi:

$$\varepsilon^{i'k'} = Y^{i'}_{m} Y^{k'}_{n} \varepsilon^{mn} \tag{6}$$

Để tìm 16 thành phần của ma trận biến đổi $Y^{i'}_{m}$ ta cần bổ sung 6 điều kiện phụ vào phương trình (6), các điều kiện này tương tự như trên có thể là yêu cầu 6 phương trình Maxwell dạng vectơ phải hiệp biến.

Như vậy, nếu hai hệ qui chiếu chuyển động tương đối dọc theo trục x ta có [1]:

$$Y^{i'}_{k} = \begin{vmatrix} \tilde{\gamma} & \beta\tilde{\gamma}\varepsilon\mu & 0 & 0 \\ \beta\tilde{\gamma} & \tilde{\gamma} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}, \qquad Y^{i'}_{k} Y^{n}_{i'} = \delta^{n}_{k}, \qquad \tilde{\gamma} = (1-\beta^2\varepsilon\mu)^{-1} \tag{7}$$

Hệ quả của phép biến đổi (7) là không những các phương trình điện động lực trong môi trường dạng 4 chiều mà cả dạng 3 chiều đều hiệp biến. Như vậy tiên đề thứ hai của nguyên lý tương đối Einstein được thực hiện nhưng đối với điện động lực học trong các môi trường chuyển động.

3. CÁC PHƯƠNG TRÌNH ĐIỆN ĐỘNG LỰC HỌC TRONG HỆ QUI CHIẾU ĐIỆN TỪ ĐỊNH XỨ

Như chúng ta đã biết, trong thực tế để quan sát môi trường, phòng thí nghiệm thường đặt trong chân không, do đó toàn thể vùng nghiên cứu gồm môi trường và chân không có thể được xem như một môi trường không đồng nhất; nguyên lý tương đối theo ý nghĩa điện từ chỉ đúng với từng vùng (định xứ). Các phương trình điện động lực học trong hệ qui chiếu điện từ định xứ có dạng [2]:

$$\nabla_k D^{nk} = -j^n, \ \nabla_{[k} E_{mn]} = 0, \ D^{ik} = \varepsilon^{im} \varepsilon^{kn} E_{mn} \tag{8}$$

trong đó đạo hàm hiệp biến tính theo hệ số afin liên kết

$$\gamma^{k}_{mn} = Y^{k}_{l'} \partial_n Y^{l'}_{m} \tag{9}$$

Cơ sở thực nghiệm của các phương trình (8) được xét trong [2].

Từ các phương trình (8) ta có thể suy ra các phương trình đối với các thế như sau: Đưa vào thế vectơ 4 chiều A_n theo công thức

$$E_{mn} = 2\nabla [_m \dot{A}_n] , \quad A_n = (\varphi, -\mathbf{V}) \tag{10}$$

và đặt điều kiện chuẩn

$$\nabla_k A^k = 0 \tag{11}$$

ta thu được phương trình

$$\nabla_k \nabla^k A^n = -j^n \tag{12}$$

Tiếp tục ta đặt:

$$A^n = \nabla_k \Gamma^{nk} \tag{13}$$

trong đó

$$\Gamma^{nk} = \sqrt{\mu} \left| \begin{array}{c|ccc} 0 & -\varepsilon\Gamma_x & -\varepsilon\Gamma_y & -\varepsilon\Gamma_z \\ \hline \varepsilon\Gamma_x & 0 & \Gamma_z & -\Gamma_y \\ \varepsilon\Gamma_y & -\Gamma_z & 0 & \Gamma_x \\ \varepsilon\Gamma_z & \Gamma_y & -\Gamma_z & 0 \end{array} \right| \tag{14}$$

Vì $\Gamma_x, \Gamma_y, \Gamma_z$ là các thành phần của thế vectơ Hertz nên ta gọi Γ^{nk} là tenxơ Hertz. Nếu mật độ dòng trong (12) là mật độ dòng liên kết, ta có

$$j^n = \nabla_k P^{nk} \tag{15}$$

trong đó

$$P^{nk} = \left| \begin{array}{c|ccc} 0 & P_x & P_y & P_z \\ \hline -P_x & 0 & P_z & -P_y \\ -P_y & -P_z & 0 & P_x \\ -P_z & P_y & -P_z & 0 \end{array} \right| \tag{16}$$

gọi là tenxơ phân cực. Khi đó từ (12) (13) và (15) suy ra phương trình đối với thế Hertz.

$$\nabla_k \nabla^k \Gamma^{mn} = -P^{mn} \tag{17}$$

Cuối cùng chúng ta nhận xét rằng, các phương trình điện động lực học với nguồn từ (dạng Larmor) có thể thu được từ các phương trình điện động lực học với nguồn điện bằng phép biến đổi đối ngẫu [3]. Để dễ dàng so sánh chúng ta lập bảng sau:

NGUỒN ĐIỆN	NGUỒN TỪ
$\nabla_k D^{nk} = j^n$	$\nabla [_k E_{mn}] = j_{kmn}$
$\nabla [_k E_{mn}] = 0$	$\nabla_k D^{nk} = 0$
$D^{ik} = \varepsilon^{im} \varepsilon^{kn} E_{mn}$	$D^{ik} = \varepsilon^{im} \varepsilon^{kn} E_{mn}$
$E_{mn} = 2\nabla [_m A_n]$	$D^{nk} = \nabla^m a^{mnk}$
$\nabla_n A^n = 0$	$\nabla [_m a_{kln} = 0$
$\nabla_n \nabla^n A^k = -j^k$	$\nabla_n \nabla^n a_{klm} = -j_{klm}$
$A^k = \nabla_n \Gamma^{kn}$	$a_{mnk} = \nabla [_m \Gamma_{kn}]$
$\nabla_n \nabla^n \Gamma^{kl} = -P^{kl}$	$\nabla_n \nabla^n \Gamma^{kl} = -P^{kl}$
$j^k = \nabla_n \Gamma^{kn}$	$j_{mnk} = -\nabla [_m P_{nk}]$

TÀI LIỆU THAM KHẢO

[1] Нгуен ван Тхоа, В. И. Воронцов, А. Е. левашёв, сбор. «Грав. к теор. от.» в.8, 126–132, к 1971.

[2] Нгуен ван Тхоа, А.Е. Левашёв. там же, в.8, 139 — 1941, к. 1971.

[3] Nguyễn Văn Thỏa, Điện động lực học T.2, NXB ĐHTHCN, Hà Nội 1982

НГУЕН ВАН ТХОА. ОБ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ В ЭЛЕКТРОМАГНИТОНЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Считая тензор электромагнитной проницаемости метрическим тензором в однородной и изотропный среде мы можем построить электромагнитную систему отсчёта в вакууме. Уравнения для бивекторов электромагнитного поля и уравнения для электромагнитных потенциалов как и в тензорном так и в векторном виде имеют одинадковый вид в любой иннерциальной электромагнитной системе отчёта. Для неоднородной среде, электромагнитная система является локальной. Выведены уравнения для элевтромагиитных потенциалов и тензоров Герца в электромагнитной системе отсчёта. Уравнения для магнитных источников могут быть получены из уравнений для элёктрических источнйков с помощью дуальных преобразований.

NGUYEN VAN THOA. ON ELECTRODYNAMICS IN THE ELECTROMAGNETIC SYSTEM OF REPEREMCE

By considering the tensor of electromagnetic permeability to be the metric tensor of spacetime in the homógéneous and isotropic medium, we can determine a electromagnetic system of reference in the vacuum. The equations for the bivectors of electromagnetic field and the equations for electromagnetic potentials in the vector as well as tenfor form receive the same form in any inertial electromagnetic system of reference. For the nonhomogéneous the electromagnetic system is a local system. The equations for the electromagnetic potentials and for the Hertz–tensors in the electromagnetic system of reference are infered. The equations for the magnetic sources can be received from the equations for the electric sources by the dual transformations.

Nhận ngày 20-4-1985