كلية العلوم

القسم : الفيزياء

السنة : الثالثة

المادة : الكتروديناميك

المحاضرة: السابعة/نظري/

{{ مكتبة A to Z }}

Facebook Group : مكتبة A to Z

2025

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر(What's app-Telegram)على الرقم 0931497960

الميكانيك في النظرية النسبية الخاصة | المحاضرة السابعة

* الاندفاع والطاقة:

تعين عطالة المادة بمقدار سلمي، هو الكتلة اللامتغيرة أو الكتلة السكونية m_0 وقيمة هذه الكتلة تكون ثابتاً مميزاً لكل شكل من أشكال الجسيمات تبعاً لذلك يتم تعيين الاندفاع رباعي الأبعاد للجسيم بالشكل التالي:

$$P_i = m_0 u_i$$

وعندئذٍ تعين مركباته وفقاً للعبارات (1) السرعة والتسارع في المحاضرة السابقة كما يلي:

$$\left.\begin{aligned} P_x &= m_0 u_x = \frac{m_0 v_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad , \quad P_y = \frac{m_0 v_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \\ P_z &= \frac{m_0 v_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad , \quad P_t = m_0 u_t = \frac{i c m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

وفي الحالة الحدية $c \gg v$ تؤول المركبات الثلاث الأولى للاندفاع إلى مركبات الاندفاع العادي ثلاثي الأبعاد:

$$P'_x = m_0 v_x \quad ; \quad P_y = m_0 v_y \quad ; \quad P_z = m_0 v_z$$

تأسيساً على ذلك يمكن اجراء التعميم النسبي التالي على معادلة التحويل الأساسي لنيوتن:

$$\frac{\delta P_i}{\delta t_0} = \frac{\delta}{\delta t_0} (m_0 u_i) = F \qquad (2)$$

حيث يرمز f_i إلى القوة الرباعية الأبعاد أو قوة مينكوفسكي

لذلك تأخذ معادلة التحرك النسبي على المحور ox الشكل:

$$\frac{dP_x}{dt_0} = \frac{dP_x}{dt}\cdot\frac{dt}{dt_0} = \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = F_x$$

بالتالي نجد:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = F_x\sqrt{1-v^2/c^2} \qquad (2)$$

وعندما $c \gg v$ يجب أن تؤول هذه العبارة إلى عبارة نيوتن المألوفة للقوة ويترتب على ذلك أن الطرف الأيمن من المعادلة (2) يجب أن يكون مركبة القوة التقليدية $\vec{F}$ على المحور ox:

$$F_x\sqrt{1-v^2/c^2} = F_x \qquad (3)$$

بالتالي نجد:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = F_x \;;\; \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = F_y\\ &\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = F_z\end{aligned}\right\} \qquad (4)$$

أما المركبة الرابعة للمعادلة (2) فتأخذ الشكل:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{icm_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = f_t\sqrt{1-v^2/c^2} \qquad (5)$$

حتى نعين المعنى الفيزيائي للمركبة الرابعة للقوة f_t نضرب المعادلة (2) سلمياً في v_i ونجمع بالنسبة إلى المركبات الأربع ($i = x, y, z, t$) ونأخذ بالحسبان (5) من المحاضرة السابقة لفقرة الحركة والتسارع

$$u_i \frac{d}{d\tau_0}(m_0 u_i) = u_i f_i = 0$$

أو

$$u_x f_x + u_y f_y + u_z f_z + u_t f_t = 0 \quad (6)$$

عندئذٍ بوضع قيم كل من $u_x, u_y, u_z, u_t, f_x, f_y, f_z, f_t$ المحسنة في المعادلات (1) الورقة والتاسع المحاضرة السابقة والمعادلة (3) في المعادلة (6) نلاحظ أن

$$\frac{v_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{f_x}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{v_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{f_y}{\sqrt{1-v^2/c^2}} + \frac{v_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{f_z}{\sqrt{1-v^2/c^2}}$$

$$+ \frac{ic}{\sqrt{1-v^2/c^2}} f_t = 0$$

وبالتالي نجد أن

$$\sqrt{1-v^2/c^2}\, f_t = \frac{i}{c}(\vec{v}\cdot\vec{F}) \qquad (7)$$

يحتوي الطرف الأيمن من هذه العبارة على العمل المبذول من جهة القوة $\vec{F}$ على الجسيم في واحدة الزمن $(\vec{F}\cdot\vec{v})$ من ذلك يتضح أن المركبة الرابعة للقوة f_t مرتبطة مع عمل القوة الفعلية (ثلاثية الأبعاد) $\vec{F}$ بالشكل التالي

$$f_t = \frac{i}{c}\frac{(\vec{F}\cdot\vec{v})}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad (8)$$

بوضع 8 في 5 نلاحظ أن:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = \vec{F}\cdot\vec{v} \qquad (9)$$

يعين البداد ($\vec{F}.\vec{v}$) الموجود في الطرف الأيمن من العلاقة السابقة عمل القوة المسلطة على الجسيم في واحدة الزمن، بالتالي فإن الطرف الأيسر يجب أن يبين تغير الطاقة في واحدة الزمن بالتالي نرى أن الطاقة الكلية للجسيم تكون:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad (10)$$

تبعاً لذلك نعاود تعيين عبارة التسارع من المعادلة 4, 6 نلاحظ أن معادلة الحركة تأخذ الشكل التالي:

$$F = \frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right) = \frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\frac{dv}{dt} + \frac{v}{c^2}\frac{d}{dt}\left(\frac{m_0 c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)$$

أو

$$\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\frac{dv}{dt} + \frac{\vec{v}}{c^2}\frac{dE}{dt} = \vec{F}$$

باستخدام 9 نعود ونكتب العبارة الأخيرة كما يلي

$$\frac{m_0}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\frac{dv}{dt} + \frac{v}{c^2}(\vec{F}.\vec{v}) = \vec{F}$$

ومن ذلك نجد عبارة التسارع:

$$\vec{w} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\sqrt{1-v^2/c^2}}{m_0}\left[\vec{F} - \frac{\vec{v}}{c^2}(\vec{F}.\vec{v})\right] \qquad (11)$$

تعين العلاقة بين الكتلة السكونية m_0 والاندفاع ذلك الأبعاد $\vec{P}$ وفقاً للعبارات الثلاث الأولى من المعادلة (1) بالشكل التالي:

$$\vec{P} = \frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad (12)$$

حيث تؤول هذه العبارة إلى العبارة التقليدية للاندفاع عندما يكون $v \ll c$

من هنا يتضح أن الكتلة m تؤول إلى الكتلة السكونية m_0 عندما تكون السرعة صغيرة. لذلك يتم استخدام الكتلة، المسماة الكتلة النسبية $m(v)$ أو ببساطة الكتلة التي تعين على شاكلة معامل تناسب بين المقدارين المتجهين $\vec{P}$, $\vec{v}$

$$\vec{P} = m(v)\,\vec{v}$$

حيث:

$$m(v) = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

فالكتلة هنا تتعلق بالسرعة، لذلك لا تعين بخواص الجسم المادي فقط بل وبالخواص الحركية لهذا الجسم.

---

* الالكترودينامياك في نظرية النسبية الخاصة

- تحويلات كثافة التيار والكمون الكهرطيسي:

باستخدام فراغ مينكوفسكي رباعي الأبعاد $(x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z, x_4 = ict)$

يمكن تعيين كثافة التيار رباعي الأبعاد $(J_1 = j_x, J_2 = j_y, J_3 = j_z, J_4 = J = ic\rho)$

وعندئذٍ تكون تحويلات كثافة التيار في جمل المقارنة العطالية، مشابهة لتحويلات الاحداثيات في هذه الجمل فتشكل مشابهة للتحويلات السابقة

نلاحظ أن

$$J_i = \alpha_{ik} J'_k \qquad (1)$$

علماً أن α_{ik} معينة بالشكل

$$\alpha_{ik} = \begin{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{1 - v_x^2/c^2}} & 0 & 0 & \frac{-i\frac{v_x}{c}}{\sqrt{1 - v_x^2/c^2}} \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \frac{i\frac{v_x}{c}}{\sqrt{1 - v_x^2/c^2}} & 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{1 - v_x^2/c^2}} \end{pmatrix}$$

لنتبع الآن قانون تحويل J_y في أثناء الانتقال من المجملة K ، التي تكون الشحنة فيها ساكنة «المجملة الخاصة» إلى المجملة الساكنة K علماً أن K' متحركة بالنسبة إلى K بسرعة تساوي v ، وفق المحور OX . نظراً لأن الشحنة ساكنة في المجملة K' ، فإن سرعتها في هذه المجملة تساوي الصفر ، بالتالي تكون كثافة التيار ثلاثي الأبعاد ، الناتج عن حركة هذه الشحنة ، مساوية الصفر في هذه المجملة ($J'_x = J'_y = J'_z = 0$) ولا يكون مختلفاً عن الصفر في هذه المجملة سوى المركبة J'_t ، تبعاً لذلك يعطى قانون التحويل (1) عندما $i = y$ ، النتيجة التالية :

$$\rho = \frac{\rho'}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad (2)$$

- نضرب طرفي هذه العبارة في العنصر الحجمي dv ، آخذين بالحسبان قانون تقلص الأطوال في منحى الحركة وثبات الأطوال في المناحي الأخرى العمودية على المنحى المذكور ، فنجد أن

$$dv = dx\,dy\,dz = (dx'\sqrt{1 - v^2/c^2})(dy')(dz')$$

$$= dv'\sqrt{1 - v^2/c^2}$$

من ذلك نلاحظ أن :

$$\rho\,dv = \rho'\,dv' \qquad \text{لامتغير} \qquad (3)$$

أي أن شحنة العنصر الحجمي تبقى كمية لامتغيرة في تحويلات لورنتز

- بالإمكان توضيح ذلك بشكل بسيط : عند تقلص الحجم من جراء تقلص الطول في تحويلات لورنتز ، تزداد كثافة الشحنة وقيمة الزيادة الحاصلة في الكثافة تساوي قيمة التقلص الحاصل في الطول ، وبالتالي تبقى الشحنة الكلية دون تغير

- أما مايخص تحويلات الكمون فقد وجدنا أن الكمون الكهراطيسي يحقق في الحالة العامة المعادلتين التفاضليتين :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A} - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\mu_0 \vec{J} \qquad (4)$$

$$\vec{\nabla}^2 \varphi - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\rho/\varepsilon_0 \qquad (5)$$

علماً أن هذا الكمون يحقق شرط لورنتز :

$$\vec{\nabla} \vec{A} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \qquad (6)$$

بشكل مشابه لتعيين كل من الفراغ وكثافة التيار ، يمكن تعيين الكمون الكهرطيسي على شاكلة كمون رباعي الأبعاد $\left(\phi_1 = A_x , \phi_2 = A_y , \phi_3 = A_z , \phi_4 \sim \varphi\right)$

وحتى يتم تعيين ϕ_4 بدلالة الكمون السلمي φ ، نلاحظ من جملة المعادلتين التفاضليتين السابقتين (5,6) ومن التعيين السابق لكثافة التيار رباعي الأبعاد ، أن المركبة الرابعة لكمون ϕ_4 يجب أن تعين بدلالة φ بالشكل الذي يكون فيه الطرف الأيمن من (5) مساوياً لـ

$$-\mu_0 J_4 = -\mu_0 i c \rho$$

وحتى يتحقق ذلك ، يجب ضرب المعادلة المذكورة بالمقدار $\left(\frac{i}{c}\right)$

وبالتالي تكون المركبة الرابعة للكمون $\phi_4 = \frac{i}{c} \varphi$ وتبعاً لذلك يكون

$$\left(\phi_1 = A_x , \phi_2 = A_y , \phi_3 = A_z , \phi_4 = \frac{i}{c} \varphi\right) \qquad (7)$$

وباستخدام مؤثر دالامبير التفاضلي $\square$:

$$\square = \vec{\nabla}^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}$$

يكون بالإمكان اختزال المعادلتين التفاضليتين (4، 5) في النسبية الخاصة، بالشكل البسيط التالي:

$$\Box \vec{\phi} = -\mu_0 \vec{J} \qquad (8)$$

حيث تتطابق المعادلات الثلاث الأولى من هذا الشكل مع (4)
أما المعادلة الرابعة فتتطابق مع (5)

- باستخدام المؤثر التفاضلي، رباعي الأبعاد ∇_i المعين بالشكل:

$$\nabla_i \left(\frac{\partial}{\partial x_1}, \frac{\partial}{\partial x_2}, \frac{\partial}{\partial x_3}, \frac{\partial}{\partial x_4} \right) \qquad i = 1, 2, 3, 4$$

نلاحظ أن:

$$\nabla_i \phi_i = \vec{\nabla} \vec{A} + \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \varphi}{\partial t}$$

فالطرف الأيمن من هذه العبارة هو شرط لورنتز بالتالي يأخذ هذا الشرط في النسبية الخاصة، الشكل البسيط:

$$\nabla_i \phi_i = 0 \qquad (9)$$

بحساب تفرق كثافة التيار رباعي الأبعاد، نجد:

$$\nabla_i J_i = \frac{\partial J_1}{\partial x_1} + \frac{\partial J_2}{\partial x_2} + \frac{\partial J_3}{\partial x_3} + \frac{\partial J_4}{\partial x_4} = \vec{\nabla} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

فإذا أخذنا بالحسبان أن $\vec{\nabla} \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ (قانون انحفاظ الشحنة)
نلاحظ أن هذا القانون الأخير، يعين في النسبية الخاصة بالشكل التالي

$$\nabla_i J_i = 0 \qquad (10)$$

وبشكل مشابه نجد أن تحويلات الكمون الرباعي الأبعاد تكون على الشكل التالي:

$$\phi_i = \alpha_{ik}\, \phi'_k$$

بإذا أخذنا بالحسبان صفوفة تحويلات لورنتز والكمون الرباعي الأبعاد ϕ_i المعين في المعادلة 7 نجد

$$A_x = \frac{A_x + \frac{v}{c^2}\phi}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad ; \quad A_y = A'_y \quad ; \quad A_z = A'_z$$

$$\phi = \frac{\phi + v A_x}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \qquad \boxed{12}$$

---

* الحقل الكهراطيسي للشحنة النقطية المتحركة:

بمثابة تطبيق على استنتاج المعطيات التي حصلنا عليها في الفقرة السابقة نعالج في هذه الفقرة أبسط المسائل، وهي مسألة تعيين الحقل الكهراطيسي للشحنة النقطية التي تتحرك حركة انسحابية منتظمة، بسرعة تساوي $\vec{v}$ ذات قيمة ملموسة بالنسبة إلى سرعة الضوء

- في هذه الحالة لا يوجد حقل مغناطيسي في جملة المقارنة K، التي تتحرك مع الشحنة حيث تبقى الشحنة فيها ساكنة أما الكمون الكهربائي فيها يكون:

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{q}{r'} \quad ; \quad (q = q = \text{invar}) \qquad \boxed{1}$$

أما في الجملة K التي تتحرك بالنسبة إليها الشحنة بسرعة تساوي v فيكون الكمون فيها وفقاً لـ المعادلة 12 في الفقرة السابقة مساوياً لـ:

$$\varphi = \frac{q'}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\,\frac{q}{r\sqrt{1-v^2/c^2}} \qquad (2)$$

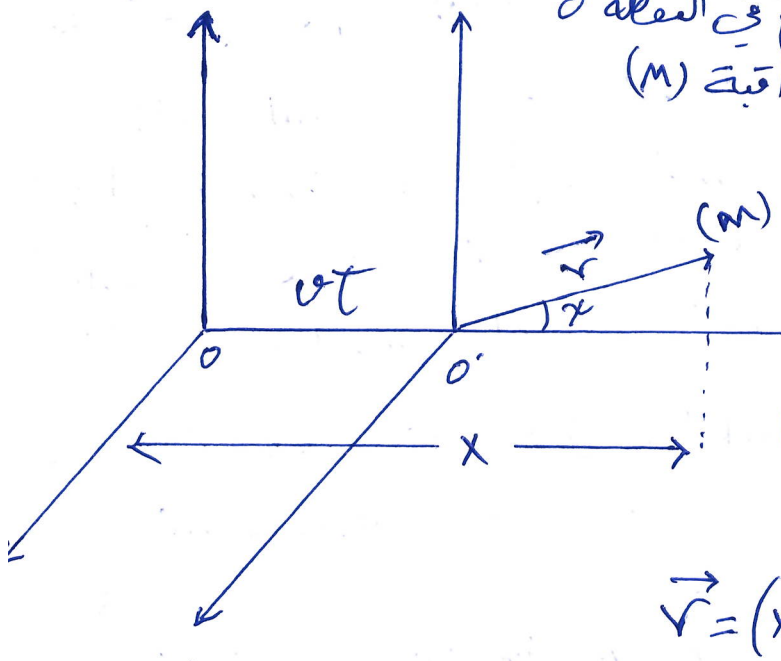
حيث تعين قيمة نصف القطر المتجه $\vec{r}$ الذي يعين النقطة التي يحسب الكمون فيها في الجملة K ، وفق تحويلات لورنتز على النحو التالي

$$r = \sqrt{x^2+y^2+z^2} = \sqrt{\left(\frac{x-vt}{\sqrt{1-v^2/c^2}}\right)^2 + y^2 + z^2}$$

$$= \sqrt{\frac{(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)}{1-v^2/c^2}}$$

علماً أن الحركة تتم وفق المحور OX .

- لنستخدم نصف القطر المتجه $\vec{r}$ ، المرسوم في النقطة O' التي توجد فيها الشحنة ، إلى نقطة المراقبة (M) التي احداثياتها (x,y,z)



عندئذٍ بملاحظة أن الإحداثيات للنقطة O' (التي توجد فيها الشحنة) في الجملة K هي $(x=vt, y=z=0)$ نجد أن :

$$\vec{r} = (x-vt)\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$$

فإذا كانت χ الزاوية بين اتجاه حركة الشحنة (على طول المحور OX) ونصف القطر المتجه $\vec{r}$ كان

$$x-vt = r\cos\chi \quad ; \quad y^2+z^2 = r^2\sin^2\chi$$

بالتالي نجد:

$$\sqrt{(x-vt)^2+(1-v^2/c^2)(y^2+z^2)} = r\sqrt{(1-v^2/c^2\ \sin^2\chi)} \quad (4)$$

بوضع 3, 4 في 2 نحصل على

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\sqrt{(x-vt)^2+(1-v^2/c^2)(y^2+z^2)}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r\sqrt{(1-v^2/c^2\sin^2\chi)}}$$

(5)

أما الكمون المتجه $\vec{A}$ فيتم حسابه على النحو التالي:

نظراً لعدم وجود حقل مغناطيسي في الجملة K، فإن $\vec{A}=0$ بالتالي

نلاحظ تحويلات الكمون في الفقرة السابقة ومن 1, 5 أن:

$$A_x = \frac{v}{c^2}\frac{\varphi}{\sqrt{1-v^2/c^2}} = \frac{v}{c^2}\varphi = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{qv}{r\sqrt{1-v^2/c^2\sin^2\chi}}$$

$$A_y = A'_y \quad , \quad A_z = A'_z$$

تبعاً لذلك يعين الكمون المتجه $\vec{A}$ على النحو التالي:

$$\vec{A} = \frac{\vec{v}}{c^2}\varphi \qquad (6)$$

بعد تعيين الكمون الكهراطيسي للشحنة الراهنة، يمكن تعيين حقل الكهراطيسي

لتعيين أولاً الحقل الكهربائي لهذه الشحنة $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$

باستخدام الكمونين: السلمي المعين في (5) والمتجه المعين في (6) فنجد:

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial t} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{(x-vt)}{\left[(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)\right]^{3/2}}$$

$$E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{y}{\left[(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)\right]^{3/2}}$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{z}{\left[(x-vt)^2+\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)(y^2+z^2)\right]^{3/2}}$$

بتعيين المقادير الموجودة في هذه المركبات الثلاث بدلالة r ، χ بالشكل المستخرج في المعادلة (4) ومن ثم جمع هذه المركبات ، فنحصل على الحقل الكهربائي :

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\frac{\vec{r}}{r^3\left(1-\frac{v^2}{c^2}\sin^2\chi\right)^{3/2}} \qquad \boxed{7}$$

نلاحظ هنا أن هذه العبارة تؤول إلى عبارة الحقل الكهربائي للشحنة النقطية الساكنة عندما $c \gg v$.

- نعين ثانياً حقل التحريض المغناطيسي لهذه الشحنة : بتعريض $\vec{A}$ بقيمتها في المعادلة $\boxed{6}$ في عبارة حقل التحريض المغناطيسي $\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A}$ نجد أن :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \left(\frac{\vec{v}}{c^2}\varphi\right) = \frac{1}{c^2}\left[\varphi(\vec{\nabla}\wedge\vec{v}) + \nabla\varphi\wedge v\right]$$

$$= \frac{1}{c^2}\left(\vec{\nabla}\varphi\wedge\vec{v}\right) = \frac{1}{c^2}\,\vec{v}\wedge\left(\vec{E}+\frac{\partial A}{\partial t}\right)$$

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2}(\vec{v} \wedge \vec{E}) = \frac{q\mu_0}{4\pi}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\frac{\vec{v} \wedge \vec{r}}{r^3\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2\chi\right)^{3/2}}$$

8

يتبين من العبارة **7** أن الحقل الكهربائي للشحنة النقطية المتحركة لا يختلف بتناظر كروي، كما هو عليه الحال في الحقل الكهربائي للشحنة النقطية الساكنة. فعلى المحور OX (حيث $\chi = 0$) تكون قيمة الحقل الكهربائي

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0}\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)\frac{1}{r^2}$$

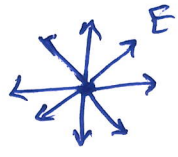
وهي أصغر من قيمة الحقل الكهربائي E_0 لهذه الشحنة لأن

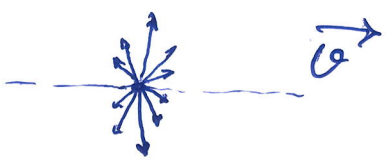
$$E = E_0\left(1 - v^2/c^2\right)$$

أما في المستوي العمودي على المحور ($\chi = \pi/2$) فيكون هذا الحقل أكبر من الحقل الكهربائي E_0 حيث يكون

$$E = E_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$$

وكلما ازدادت السرعة، كل تناقص الحقل في منحى الحركة وازداد في المناحي العمودية، وعندما $v \approx c$ يصبح الحقل الكهربائي بكاملة، محصوراً في مجال ضيق من الزوايا القريبة من المستوي العمودي على منحى الحركة الشكل (١)





الشكل (١)

أما بالنسبة لحقل التحريض المغناطيسي لهذه الشحنة، فيكون كما تبين العبارة (8) عمودياً على كل من $\vec{v}$ و $\vec{E}$ وعندما $v \sim c$ يصبح $|\vec{B}| \sim \frac{1}{c}|\vec{E}|$ أما عندما $v \ll c$، فإننا نجد بعد افتراض أن الحقل الكهربائي لهذه الشحنة هو حقل كهربائي بشكل تقريبي أن:

$$\vec{B} = \frac{1}{c^2}(\vec{v} \wedge \vec{E}) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0 c^2}\frac{q\vec{v}\wedge\vec{r}}{r^3} = \frac{\mu_0}{4\pi}\frac{q\vec{v}\wedge\vec{r}}{r^3} \quad (9)$$

وهي عبارة قانون بيو-سافار.

مكتبة A to Z