

# 1 Enveloppe géométrique du canal-fuseau de Fermat 2 d'une onde individuelle entre émetteur et absorbeur

3  
4 9 février 2025

5 Jacques Lavau

6  
7 Un problème non résolu de la microphysique subquantique transactionnelle était la géo-  
8 métrie exacte des canaux-fuseaux de Fermat, pour toute onde individuelle - telles que photon,  
9 électron, neutron, etc. - entre la réaction d'émission et la réaction d'absorption.

10 Pour nous, en microphysique subquantique transactionnelle, une fois posé le principe que tout  
11 photon a un absorbeur, la définition du photon est : une transaction réussie entre trois par-  
12 tenaires, un émetteur, un absorbeur et l'espace optique qui les sépare, qui transfère par des  
13 moyens électromagnétiques un quantum de bouclage de Planck ( $6,6260755 \cdot 10^{-34}$  joule/hertz),  
14 et respectivement une impulsion-énergie qui dépend des repères respectifs de l'émetteur et de  
15 l'absorbeur. Historiquement, cette notion est née de la spectrographie, quand l'un au moins de  
16 l'émetteur ou de l'absorbeur, passant d'un état initial stationnaire à un état final stationnaire,  
17 est donc tenu par des règles de résonance dépendantes du quantum de Planck  $h$ , via l'équation  
18 d'onde de matière de Schrödinger<sup>1</sup> et ses successeurs l'équation de Pauli et surtout l'équation  
19 d'onde électronique de Dirac<sup>2</sup>, 1928.

20 Seule la rétrosymétrie entre émetteur et absorbeur peut obtenir la directivité de chaque pho-  
21 ton, prouvée par Albert Einstein<sup>3</sup> en 1916 : l'émetteur seul est très très petit devant la longueur  
22 d'onde, donc incapable de la moindre directivité, alors que le couple émetteur-absorbeur et la  
23 poignée de main réussie entre eux, à distance, obtiennent cette directivité.

## 24 1 Principe de Fermat, avec longueur d'onde

25 Au temps de Pierre de Fermat, les longueurs d'onde de la lumière étaient inconnues, et les  
26 interférences aussi. Si l'on reformule le principe de Fermat avec périodicité et longueur d'onde,  
27 cela donne « Tout ce qui est émis en phase arrive en phase à l'absorbeur, par des trajets très voi-  
28 sins ». Depuis qu'on pratique les interférences, par exemple en radiocristallographie, on précise  
29 « en phase, à un nombre entier de périodes près ». Mais restons ici sur le cas du trajet unique  
30 au sens de l'optique géométrique, quand la radiocristallographie était inconnue, et que les cou-  
31 leurs interférentielles étaient inexplicables. Le principe de Fermat implique une largeur finie et  
32 non nulle du canal occupé par le photon, aussi l'enveloppe maximale de ce trajet est celle qui  
33 donnerait un retard d'un quart de période, au delà duquel l'interférence devient destructrice,  
34 et la puissance transmise est nulle.

35 Est-ce à dire qu'au delà de ce mince canal-fuseau de Fermat, plus rien n'a d'importance ?  
36 La mythologie dominante professe au contraire que durant son bref trajet entre le canon à  
37 électrons et le microchip à graver, l'électron trouve le temps d'aller baguenauder et explorer  
38 « jusqu'au delà de la planète Jupiter » (Hawking et Mlodinow, *The Grand Design*), et qu'il faut

39 sommer une infinité d'intégrales divergentes... C'est que depuis 1927 cette mythologie domi-  
 40 nante confond et amalgame le trajet accompli quand une transaction réussit - un trajet raide,  
 41 contraint par les fronts de phase raides -, avec tout le bruit de fond des ondes brogliennes<sup>4</sup>,  
 42 qui ont tout palpé (transmittances inclusivement) en innombrables micro-temps orthochrones  
 43 comme rétrochrones. Chaque transaction réussie émerge du bruit de fond Dirac-de Broglie,  
 44 et ces émergences réussies sont comparativement fort rares, en regard de toutes les ébauches  
 45 et résonances partielles qui avortent (et que nous ne mettrons pas en évidence expérimenta-  
 46 lement : le Théorème de la variété nécessaire d'Ashby<sup>5</sup> brime tous nos rêves panoptiques de  
 47 connaissance illimitée).

48 Le corpuscularisme subreptice, inhérent à la mythologie dominante est non seulement inva-  
 49 lidé par toutes les interférences connues depuis le 19e siècle, invalidé par les lois de la biré-  
 50 fringence dans les cristaux anisotropes, invalidé par tous les modes de radiocristallographie  
 51 (électronique et neutronique incluses), invalidé par le comportement des couleurs interféren-  
 52 tielles et des couches anti-reflets aux grands angles d'incidence, mais de plus invalidé par la  
 53 transparence électronique résonnante dans les gaz, découverte indépendamment en 1921 par  
 54 Carl Ramsauer<sup>6</sup> et par J. S. Townsend et V. A. Bailey<sup>7</sup>, amplement confirmée depuis.

## 55 2 Rétrosymétrie émetteur | absorbeur

56 Dans tout l'enseignement de l'électromagnétisme, les ondes sont représentées avec un émet-  
 57 teur de petite taille, voire ponctuel, et se diluant dans tout l'espace vers une infinité d'absor-  
 58 beurs à l'infini. Tandis qu'en microphysique transactionnelle, on considère que toute descrip-  
 59 tion qui omettrait l'absorbeur est *ipso facto* invalide. Nous devons donc opérer une transforma-  
 60 tion de l'espace qui réintègre l'absorbeur au même rang causal que l'émetteur. Dans la repré-  
 61 sentation standard, le rayon de courbure des fronts d'onde est égal à la distance à l'émetteur.  
 62 Ou autrement dit la courbure est l'inverse de la distance à l'émetteur.

63 En rétrosymétrie, l'hypothèse physique minimaliste est que la courbure du front d'onde est  
 64 la différence des deux inverses de distances à l'émetteur et à l'absorbeur. Ce qui fait bien une  
 65 courbure nulle à mi-distance, et une courbure infinie aux apex émetteur et absorbeur.

66 Transformer la courbure en rayon :  $\mathbf{R}_{y=0} = (\mathbf{r}_a \cdot \mathbf{r}_e) / (\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_e) = \frac{r_a \cdot r_e}{r_a - r_e}$

67 Tant qu'on prend la première moitié du faisceau, côté émetteur, et très proche de l'axe optique,  
 68 ce rayon est positif : du centre vers le front d'onde du faisceau sortant.

69 Tous les arcs réels d'élargissement du photon sont de petits arcs de ce cercle. La corde est le  
 70 rayon en large du canal-fuseau. Soit 2a la distance entre les deux apex.

71 On prend l'origine des abscisses au milieu de l'axe optique du canal-fuseau. L'abscisse sur l'axe  
 72 est notée e.

73 Le canal-fuseau réel, physique, s'étend alors de -a+ε à +a-ε.

74 Où ε est le décalage de l'apex physique (atome par exemple, molécule de colorant, etc.) à l'apex  
 75 mathématique, légèrement plus lointain.

76 Rayon du front d'onde :  $\mathbf{R}(\mathbf{e}) = (\mathbf{a}+\mathbf{e}).(\mathbf{a}-\mathbf{e})/-2\mathbf{e} = (\mathbf{a}^2 - \mathbf{e}^2) / -2\mathbf{e} = (\mathbf{e}^2 - \mathbf{a}^2) / 2\mathbf{e} = \frac{1}{2}(\mathbf{e} - \mathbf{a}^2/\mathbf{e})$

77 Son graphe est une branche d'hyperbole, à asymptote oblique.

78 Rayon nul aux apex -a et +a, infini quand e = 0, au milieu de l'axe optique ; positif côté émetteur  
 79 (e < 0, avec (e<sup>2</sup> - a<sup>2</sup>) toujours négatif), négatif côté absorbeur. Ce rayon va du centre du cercle au  
 80 point où il coupe l'axe optique.

81 Abscisse du centre du cercle :

82  $x_c = \mathbf{e} - \mathbf{R}(\mathbf{e}) = \mathbf{e} - (\mathbf{e}^2 - \mathbf{a}^2) / 2\mathbf{e} = (2\mathbf{e}^2 + \mathbf{a}^2 - \mathbf{e}^2) / 2\mathbf{e} = (\mathbf{a}^2 + \mathbf{e}^2) / 2\mathbf{e} = \frac{1}{2}(\mathbf{a}^2/\mathbf{e} + \mathbf{e})$

83 Limite quand e = -a :  $x_c = -\mathbf{a}$ .

84 Equation du cercle :  $\mathbf{R}^2 = \mathbf{y}^2 + (\mathbf{x} - \mathbf{x}_c)^2 = \mathbf{y}^2 + (\mathbf{x} - \mathbf{e} + \mathbf{R})^2 = \mathbf{y}^2 + \mathbf{R}^2 + 2(\mathbf{x} - \mathbf{e} + \mathbf{R}).\mathbf{R} + (\mathbf{x} - \mathbf{e})^2$

85  $0 = \mathbf{y}^2 + 2(\mathbf{x} - \mathbf{e} + \mathbf{R}).\mathbf{R} + (\mathbf{x} - \mathbf{e})^2 = \mathbf{y}^2 + 4(\mathbf{x} - \mathbf{e})\mathbf{R} + 2\mathbf{R}^2 + (\mathbf{x} - \mathbf{e})^2$

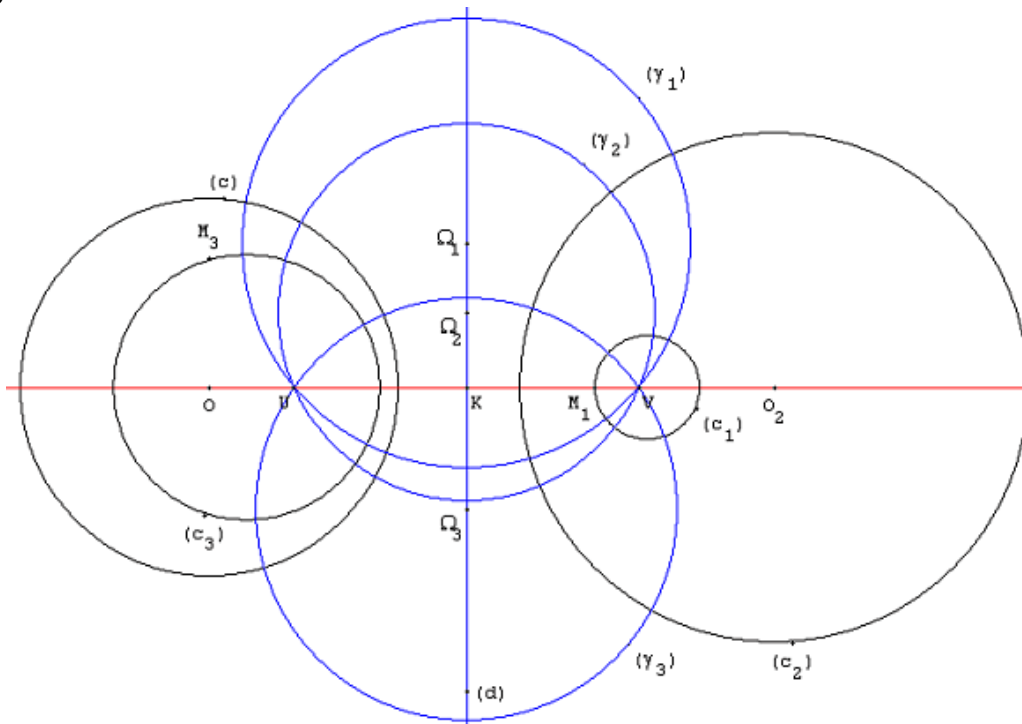
$$y^2 = 2(x-e + (e^2 - a^2) / 2e) \cdot (a^2 - e^2) / 2e - (x-e)^2$$

87

88 Là dessus une divine surprise nous dispense de tous les calculs de gradient et de son inté-  
 89 gration : il suffit de constater avec la seconde intersection du cercle sur l'axe optique, que tous  
 90 ces cercles réalisent une division harmonique du segment joignant les deux apex, autrement  
 91 dit les cercles représentant les fronts d'onde sur un plan sagittal sont un faisceau de cercles de  
 92 Poncelet, orthogonaux aux cercles sécants. Nous sommes retombés sur les faisceaux de cercles  
 93 orthogonaux d'Apollonios de Perga (IIIe - IIe siècle av. J.-C.).

94

95 Figure 1.



96

97 Les trajets réels sont donc bien des arcs de cercles : courbure constante depuis l'apex émetteur  
 98 physique jusqu'à l'apex absorber physique. Sauf que cette courbure constante est vraiment  
 99 très petite. Il reste à vérifier les ordres de grandeurs, et les approximations valides.

### 100 3 Ordres de grandeurs relatifs des longueurs d'ondes et des 101 diamètres des apex?

102 Cas du rayonnement Mössbauer du fer 57 :  $\lambda = 86,1 \text{ pm} = 86 \text{ 100 fm}$ . Or le diamètre connu  
 103 de ce noyau est de l'ordre de 10 fm. D'où un ratio de 1 à 9 000 environ du diamètre d'apex  
 104 émetteur ou absorber à la longueur d'onde du photon transmis. Or vu la définition ultra-fine  
 105 en fréquence de ce photon, cela implique quelques dix milliards à cent milliards d'oscillations  
 106 de noyau entre l'état final et l'état initial pour émettre tout un photon, ou le recevoir tout entier.  
 107 On peut recommencer le calcul pour la raie d'absorption sélective du monoxyde de carbone à  
 108 65,05 Terahertz :  $4,608 \text{ }\mu\text{m} / 0,47 \text{ nm} \approx 10 \text{ 000}$ , à la précision près de ce diamètre de la molécule  
 109 CO. On retombe bien sur le même ordre de grandeur du ratio [longueur d'onde / diamètre  
 110 d'apex].

111 La question suivante est de comparer cette longueur d'onde au trajet optique total. Cas sévère  
 112 du détecteur de monoxyde de carbone, avec environ 23 cm de trajet optique total = 50 000  
 113 longueurs d'onde. Or dans un canal-fuseau de Fermat entre émetteur et absorber, on prétend  
 114 ne pas dépasser un quart de longueur d'onde d'excédent de trajet, soit un sur deux cent mille.

115 En lumière visible, on serait dans les 500 000 longueurs d'onde pour le même trajet optique.

## 116 4 Développement limité

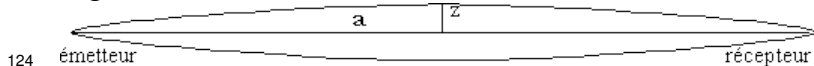
117 Numériquement, on s'est contentés du second ordre du développement limité, ce qui re-  
118 vient à approximer l'arc de cercle par un arc de parabole, donc à aggraver le caractère majorant  
119 de l'approximation au milieu du fuseau.

120 Figure 2.



122 Schématisé pour les cotes :

123 Figure 3.



125 Où  $z$  est la flèche au milieu du fuseau,  $a$  est la demi-corde, ou demi-distance entre émetteur et  
126 récepteur considérés comme ponctuels.

127 La condition des canaux-fuseaux de Fermat s'écrit :  $2 \alpha R - 2 R \sin(\alpha) < \frac{\lambda}{4}$

128 Soit au premier ordre :  $\alpha^3 < \frac{\lambda}{4R}$ , or  $a = R \cdot \sin(\alpha)$ , ce qui au premier terme pour les très petits  
129 angles se résume à  $R \cdot \alpha$ .

130 On peut alors éliminer le rayon  $R$  de l'arc de cercle, et au premier terme non nul du dévelop-  
131 pement limité il reste :  $z^2 = 3/16 a \cdot \lambda$  où  $\lambda$  est la longueur d'onde.

132 On en prend la racine carrée :  $z = \sqrt{3\lambda \cdot a} / 4$ .

133 L'exprimer par rapport à la longueur d'onde :  $\frac{z}{\lambda} = \sqrt{\frac{3a}{16\lambda}}$

134 Evaluer l'erreur due au développement limité. Un calcul analytique plus fin avait été publié en  
135 2000 :

$$136 \left(\frac{z}{a}\right)^2 = \frac{3q}{16} \left(1 + \frac{3q}{80} + \frac{1233q^2}{448000} + \dots\right).$$

137 Où  $z$  est la flèche au milieu du fuseau,  $a$  est la demi-corde, ou demi-distance entre émetteur et  
138 récepteur considérés comme ponctuels,  $q$  est le quotient de la longueur d'onde par  $a$ .

139 Or en optique de laboratoire en infrarouge, ce quotient  $q$  est de l'ordre de  $1 / 50\,000$ . d'où une  
140 erreur au premier ordre de 0,75 ppm sur le carré de  $z/a$ , et plus que 0,38 ppm d'erreur en  $z/a$ .  
141 Vraiment négligeable.

142 On a aussi besoin du demi-angle au sommet du cône tangent, près des réactions d'émission ou  
143 d'absorption, ou angle de Fermat :  $\alpha = \sqrt{\frac{3\lambda}{4a}}$

## 144 5 Le paradoxe sur des distances astronomiques

145 Et sur la distance de la Terre à la Lune ? Distance  $2a = 384\,000$  km. On prend du visible :  $\lambda$   
146  $= 0,5 \mu\text{m}$ .

$$147 3 \cdot a \cdot \lambda = 576 \text{ m}^2$$

$$148 \sqrt{3\lambda \cdot a} = 24 \text{ m}.$$

149 A diviser par 2 pour avoir le diamètre maximal du canal-fuseau de Fermat : 12 m. Soit de l'ordre  
150 de dix ou douze fois la longueur de cohérence. Autrement dit, cette distance est environ 150  
151 fois trop grande pour qu'on puisse encore parler d'onde **individuelle** pour chaque photon - ici  
152 dans le domaine visible.

153 Fixons donc la limite supérieure de validité (de la géométrie de canal-fuseau de Fermat d'onde  
154 photonique individuelle dans le domaine du visible) vers 20 000 km. A titre de comparaison,  
155 le rayon de l'orbite géostationnaire est 42 164 km, soit 35 786 au dessus du sol de l'équateur.  
156 Les satellites d'orbite basse, d'espionnage militaire ou agricole, sont en deçà de cette limite de  
157 validité optique dans les domaines visible et infra-rouge.

## 158 6 Astronomie interférentielle à large base, et groupage boson- 159 nique Hanbury Brown et Twiss

160 Quand on calcule ces diamètres de canaux-fuseaux de Fermat sur des distances astrono-  
161 miques, on trouve des diamètres qui eux aussi deviennent presque astronomiques. Du coup  
162 devient limpide la raison pour laquelle l'astronomie interférentielle à large base est possible :  
163 ces photons qui arrivent pourtant dans des détecteurs éloignés de dizaines de kilomètres sur  
164 Terre, ont eu tout le temps de se synchroniser durant leurs trajets de conserve, où ils parta-  
165 geaient largement leurs largeurs de propagation, pouvant dépasser le diamètre d'une étoile,  
166 voire d'une unité astronomique. L'espace parcouru prend une importance démesurée, com-  
167 paré aux apex émetteur et absorbeur.

168 Le Soleil est en moyenne à environ 149,6 millions de km. On fera grâce du rayon terrestre, on  
169 retranche quand même les trois quarts du rayon solaire, il reste  $1,492 \cdot 10^{11}$  m. L'angle au cône  
170 de Fermat vaut environ  $0,8 \mu\text{rad}$ . La largeur maxi du canal-fuseau de Fermat, sous réserve que  
171 l'émetteur soit de petite taille, atteint quand même 192 m. D'une part le caractère bosonique  
172 des photons solaires est amplement justifié. D'autre part c'est ce caractère bosonique<sup>8</sup> qui sur  
173 des distances astronomiques est assez puissant pour invalider les largeurs individuelles calcu-  
174 lées pour les canaux-fuseaux de Fermat des photons en interaction, non pas que ces largeurs  
175 deviennent fausses, mais c'est l'hypothèse implicite de l'individualité qui est invalidée : entre  
176 bosons, l'espace est partagé, collectivisé.

## 177 7 Recul des apex mathématiques au delà des apex physiques

178 On n'a pas de théorie correcte du champ proche, autour de l'atome émetteur ou de l'atome  
179 absorbeur, pour rester dans les cas historiques de la spectrographie. On est seulement certains  
180 qu'interviennent la totalité du volume de l'état final, et de l'état initial, et surtout leur périphé-  
181 rie, là où ils diffèrent le plus.

182 Solution : reculer l'apex mathématique théorique au delà de l'apex physique (atome ou molé-  
183 cule), de façon que le cône tangent ait justement le diamètre de l'apex physique. Cela fait un  
184 recul  $\varepsilon$  de combien ?

185 Reprenons le cas du trajet Terre-Lune, et calculons l'angle initial du cône tangent, avec  $\lambda = 0,5$   
186  $\mu\text{m}$  et  $a = 192\,000$  km.

187 Angle de Fermat :  $\alpha = \sqrt{\frac{3\lambda}{4a}}$ , ici  $\alpha = \sqrt{\frac{1,5 \cdot 10^{-6}}{768 \cdot 10^6}} = 44 \cdot 10^{-9}$  radians.

188 Pour voir un rayon atomique  $r$  valant 200 pm sous cet angle, il faut reculer de  $\varepsilon = r/\alpha = 4,5$  mm.

189 C'est imperceptible sur une telle distance, bien plus petit que les incertitudes sur les mesures  
190 de distance  $2a$ , bien plus petit que les non-définitions d'altitude par irrégularité du sol lunaire.

191 Formule générale du décalage d'apex mathématique à apex physique :

$$192 \quad \text{décalage } \varepsilon = r \cdot \sqrt{\frac{4a}{3\lambda}}$$

193 Ce décalage varie donc comme la racine carrée de la distance d'émetteur à absorbeur, à lon-  
194 gueur d'onde égale. Dans tous les cas, il est minime et peu perceptible dans aucune des appli-  
195 cations numériques.

## 196 8 Conclusion et perspectives expérimentales

197 La géométrie de chaque canal-fuseau de Fermat est un fuseau de révolution généré par un  
198 arc de cercle sécant autour de l'axe optique déjà défini au 18e siècle, dans le cadre de l'optique  
199 géométrique. La contradiction entre ces centres mathématiques ou points-limites de Poncelet

200 pour les fronts d'onde, et les diamètres des réactions d'émission ou d'absorption se résout par  
201 un léger recul des apex mathématiques au delà des apex physiques.

202 L'apparente contradiction sur les diamètres calculés sur des distances astronomiques, visible-  
203 ment irréalistes, démontre que le caractère individuel des photons, pourtant indiscutable aux  
204 réactions d'émission et d'absorption, s'efface devant un collectif bosonique, formé avec les  
205 photons de fréquence proche et de vecteur d'onde proche. L'épreuve de vérité expérimentale  
206 sera de prédire dans quel domaine et avec quelles intensités lumineuses le groupage Hanbury  
207 Brown & Bliss<sup>8</sup> sera manifeste, puis de confronter aux données expérimentales.

208  
209 Jacques Lavau

210

## 211 **Références**

212 1. Erwin Schrödinger. *An Undulatory Theory of the Mechanics of Atoms and Molecules*. Phys.  
213 Rev. 28, 1049 – Published 1 December 1926.

214 2. Paul Adrien Maurice Dirac (1902-1984). "The Quantum Theory of the Electron" ,

215 <http://www.math.ucsd.edu/~+nwallach/Dirac1928.pdf> ou <https://www.jstor.org/stable/94981>

216 3. Albert Einstein. *Quantentheorie der Strahlung (On the Quantum Theory of Radiation)* Mitteilun-  
217 gen der Physikalischen Gesellschaft, Zürich, 16, 47–62.

218 4. Louis de Broglie. *Recherches sur la théorie des Quanta*. 1924.

219 <https://theses.hal.science/file/index/docid/47078/filename/tel-00006807.pdf>

220 5. W. Ross Ashby. *Requisite variety and its implications for the control of complex systems*. 1956, *An*  
221 *Introduction to Cybernetics*, Chapman & Hall, 1956, ISBN 0-416-68300-2

222 <http://pespmc1.vub.ac.be/books/AshbyReqVar.pdf>

223 6. C. Ramsauer, « Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen », *Annalen der Physik*, vol. 369, no 6, 1921, p. 513-540 (DOI 10.1002/andp.19213690603)

224 7. J. S. Townsend et V. A. Bailey, « The motion of electrons in gases », *Philosophical Magazine*,  
225 vol. S.6, no 42, 1921, p. 873–891

226 8. Hanbury Brown, R. ; Twiss, R.Q. (1954). "A new type of interferometer for use in radio astronomy".  
227 *Philosophical Magazine*. 45 (366) : 663–682. doi :10.1080/14786440708520475. ISSN 1941-5982

228  
229