インパルス電流によるOPGW伝搬光の偏波変動

正員 黒野 正裕 (電力中央研究所)
非会員 伊澤 清順 (東北電力)
正員 栗原 雅幸 (電力中央研究所)

Transient states of optical polarization by Impulse current in OPGW
Masahiro Kurono, Member (Central Research Institute of Electrical Power Industry)
Kiyoyuki Isawa, Non-Member (Tohoku Electric Power Co., Inc.)
Masayuki Kuribara, Member (Central Research Institute of Electrical Power Industry)

To increase a transmission capacity of existing OPGW in future, a coherent optical fiber communication is effective but it needs a control of polarization state of optical signal. In OPGW, the polarization state may be possibly fluctuated by alternative current or lightning and it may be severer than any other environments. But the optical polarization characteristics of OPGW have not been clarified.

This paper describes the experimental results of transient states of optical polarization by large impulse current in OPGW (200m length). The impulse current is maximum 16kA at peak with $1 \times 10 \mu\text{s}$ rise and tail time. Polarization states are measured by a real time stokes analyzer with 10MHz band width. As a result, the maximum change of polarization state on Poincare sphere is about 70degrees and the rise time is about $12 \mu\text{s}$, which is much longer than the impulse current rise time of $1 \mu\text{s}$. It is found that the polarization rise time depends on the inductance of spiral current along twisted conductor elements of OPGW, which makes magnetic field along the fiber in OPGW as occurs Faraday effect.

キーワード : OPGW, Faraday効果, 偏波, インパルス電流, コヒーレント光通信

1. まえがき

将来の電力用通信は画像などの情報量の増大が予想され、既設の伝送路で大容量伝送が可能な通信方式が求められている。その1つとしてコヒーレント光通信方式は伝送路の大容量化に有望と考えられるが、光ヘテロダイン検波を行うために信号光と局発光との偏波整合が必要である。

一方、電力の主要な伝送路であるOPGW(光ファイバ複合架空地線)にコヒーレント光通信を適用する場合、周囲の電磁界によって偏波状態が激しく変動し、その伝送品質に影響を与えることが予想される⁽¹⁾。OPGW伝搬光には系統周波数と同じ周期の偏波変動が観測されている⁽²⁾が、その発生原因については解明されていない。

筆者らは、このような偏波変動の発生原因がOPGWの素線に沿って螺旋状に流れる電流にあることを予測するとともに、最も影響が大きいと思われるOPGW直撃雷を想定してOPGW試験線にインパルス電流を印加し、偏波変動を測定した。その偏波変動波形を定量的に評価した結果、偏波変動の立上がり時間がインパルス電流の立上がり時間より長いことが判明した。この原因についてOPGW内外部の磁界の検証実験および電流方向の理論的考察を行い、

電流がOPGWの素線に沿って螺旋方向に流れようとする際に生ずるインダクタンスが偏波変動速度を制限していることを明らかにした。

2. OPGWの電流による偏波変動の予測

実系統のOPGWでは系統周波数と同じ周期の偏波変動が観測されていることから伝搬光は電磁界の影響を受けていると考えられる。光ファイバ伝搬光の偏波状態が磁界によって変化する現象として知られているファラデー効果は光が磁界と同じ方向に進む時に偏波回転を生ずるが、OPGW伝搬光に加わる磁界の発生源を考えると、送電線の電

図1 OPGWを流れる電流と発生する磁界
Fig.1 Magnetic field caused by the current along conductor elements of OPGW.

流から生ずる磁界はOPGWとほぼ直交するので直接影響はない。また、OPGWを流れる電流については電流が長さ方向に直進していればOPGW内部に磁界を生じない。そこで、図1に示すように、電流がOPGWの素線のよりに沿って螺旋状に流れると、内部に長さ方向の磁界が現れ、ファラデー効果による偏波変動が生ずると予測した。

電流 I が全て素線方向に流れた場合の OPGW 内部の磁界は素線のよりピッチを d として次式となる。

$$H_z = I / d \quad (2-1)$$

ところで送電線の場合、電気抵抗は素線のより込み率 k によって $(1+k)$ 倍に増加し、 k は $0.01 \sim 0.03$ の値をとることが知られている⁽⁸⁾。この抵抗の増大は素線の縊りによる素線長の増大分に相当することからも素線に沿って螺旋状に流れる電流の存在が予想される。

3. 実験方法

＜3.1＞ OPGWインパルス電流実験の構成 図2に示すようにOPGWを敷設し、IG（インパルスジェネレータ）を用いてOPGWの片端または中央からインパルス電流を加える。OPGWの長さは鉄塔径間を考慮して200mとし、敷地の制約からループ状に敷設した。OPGWは絶縁のため碍子によって約40m間隔で吊り、各吊下げ点では曲率を保つために、碍子から吊った2mの角材の両端2点で支持した。更に風で揺れないように約20mおきに絶縁ロープで外側に引っ張っている。OPGWの両端はOPGW接続箱で終端し、測定室からの光ケーブルと接続する。

実験に用いたOPGWの諸元を表1に示す。素線のよりピッチは165mmで 前方に向かって左回りである。光ファイバは1.3μm零分散の単一モードファイバである。

I Gの印加電圧は最大12MVであり、その時のインパルス電流の波高値は約16kAである。また、電流の波頭長は1.2μsec、波尾長(50%値)は10μsecである。インパルス電流波形信号はログスキーコイルによって検出され、電池駆動の積分器とEO変換器および光ケーブルを介して測定室に送られる。測定室はシールドされ、I Gと測定器とは電気的に絶縁されている。

図2 OPGWインパルス電流試験の構成
Fig.2 Experimental setup of OPGW.

表1 実験に用いたOPGW
Table 1 OPGW applied for the experiment.

OPGW外径	11.4 mm
素線よりピッチ	165 mm	
素線本数	8 本	
素線外径	3.2 mm	
平均アルミ厚	0.26 mm	
鋼線部直径	2.68 mm	
アルミパイプ断面積	7.69 mm ²	
アルミスペーサ断面積	5.85 mm ²	

(断面図)

図3 光送受信系および偏波測定系の構成
Fig.3 Configuration of optical transmission and optical polarization measurement.

<3.2> 偏波変動の測定法および評価方法 光送受信系の構成を図3に示す。光は送信光源から発し、OPGWを経由して戻ってくる。戻った光は、偏波観測とコヒーレント光通信実験とを同時に行うための偏波保存型の光分岐器を経由した後、偏波解析装置に入力される。その光は更に4等分され、光強度 P_0 および水平直線偏光、 45° 直線偏光、円偏光の各フィルタ出力強度 P_1, P_2, P_3 が検出される。直線偏光のフィルタは偏光子、円偏光のフィルタは $\lambda/4$ 板とその主軸から 45° 傾けた直線偏光子で構成される。光検出器の帯域は雷インパルスのような高速な偏波変動に追従できるように10MHzとし、光強度-28dBmで5%の測定精度となっている。光波長は $1.55\mu\text{m}$ である。

これらの出力強度と光強度の比から、偏波状態を表すストークスパラメータ S_1, S_2, S_3 が次式によって算出される。

$$S_j = \frac{2P_j}{P_0} - 1 \quad (j=1, 2, 3 \quad -1 \leq S_j \leq 1) \quad (3-1)$$

また、偏波主軸角 θ と楕円率角 ε は次式より得られる。

$$\tan(2\theta) = \frac{S_2}{S_1} \quad \left(-\frac{\pi}{2} < \theta \leq \frac{\pi}{2}\right) \quad (3-2)$$

$$\tan(2\varepsilon) = \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} \quad \left(-\frac{\pi}{4} \leq \varepsilon \leq \frac{\pi}{4}\right) \quad (3-3)$$

図4 偏波主軸角 θ 、楕円率角 ε と定義した偏波移動角 β との関係

Fig.4 Polarization axis, ellipticity angle and defined polarization shift angle.

偏波状態は $[S_1, S_2, S_3]$ を直交座標とするポアンカレ球で表されるが⁽⁴⁾、単色光の場合、

$$S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 = 1 \quad (3-4)$$

となり、極座標 $[1, 2\theta, 2\varepsilon]$ で表される単位球面上になる。ここでは、偏波変動の大きさを一元的に扱うため、図4に示すように、ポアンカレ球上の偏波移動角 β によって評価する。即ち、 β は基点となる偏波状態 S_{10}, S_{20}, S_{30} と測定された S_1, S_2, S_3 に対して次式で表す。

$$\beta = 2 \cdot \sin^{-1} \left(\sqrt{(S_{10} - S_1)^2 + (S_{20} - S_2)^2 + (S_{30} - S_3)^2} / 2 \right) \quad (0 \leq \beta \leq \pi) \quad (3-5)$$

β では絶対的な偏波状態は分らないが、偏波変動の大きさや時間変化を定量的に評価することができる。 β の基点は、ここではインパルス電流印加直前の偏波状態とした。

4. 実験結果

<4.1> 偏波変動波形 インパルス電流と偏波変動の同時測定波形例を図5に示す。偏波状態は偏波主軸角 θ と楕円率角 ε の両方が変化しているが、これはファラデー効果による偏波回転が光ファイバ内にわずかに存在する複屈折率によって楕円化されるためである。

図5の β の時間変化をみると、インパルス印加後に偏波変動が始り、15 μsec 後にほぼピークに達し、約100 μsec 後にはほぼ元の偏波状態に戻っている。同図の偏波状態をポアンカレ球上で示すと図6のように変化する。

<4.2> 偏波移動角の波高値 インパルス電流の波高値と偏波移動角の波高値との関係を図7に示す。偏波の初期状態はポアンカレ球上で直交する3つの偏波状態(例えば $[S_1, S_2, S_3] = [1, 0, 0], [0, 1, 0], [0, 0, 1]$)とし、測定値を横棒、その範囲を縦棒、平均をマークで示している。なお、2点のみの測定も一部含んでいる。マークの色はインパルス電流の極性を示し、○□はインパルス印加点を OPGW の片端として光の伝搬方向を変えた場合、△はインパルスを OPGW の中央から印加して両端を接地した場合である。片端から電流を印加した場合(図7の○□)、平均の β は

図5 インパルス電流による偏波変動波形
Fig.5 Wave form measurements of polarization shift and impulse current of OPGW.

図6 偏波変動(図5)のポアンカレ球表示
Fig.6 Locus on Poincare sphere by Fig.5.

I_p にほぼ比例しており、1kA 当り 4.5deg であった。横棒で示す3点の測定値のうち、2点の値が高く残り1点の値が低くなる傾向にあるが、この原因は OPGW の光ファイバ中にわずかに含まれる複屈折軸の影響と考えられる。どの偏波状態で低い値になるかは測定器までの光ケーブルの曲りや気温などによって変わる。

<4.3> 偏波変動の立上がり時間 偏波移動角 β の立上がり時間を、図8のように、波形の波頭側と波尾側それぞれにおいて波高値の90%値と30%値を通る直線を引き、波頭側の直線の $\beta = 0$ から波尾側の直線との交点までの時間として測定した。このような定義をした理由は、波高値付近の波形歪による誤差を回避するためである。

図7 インパルス電流波高値に対する
偏波移動角波高値
Fig.7 Peak value of polarization shift
against peak of impulse current.

図9 インパルス電流波高値に対する
偏波移動角立上がり時間
Fig.9 Rise time of polarization shift
against peak of impulse current.

測定結果を図9に示す。偏波移動角 β の立上がり時間は、約 $12\mu\text{sec}$ であり、インパルス電流波高値に対してほぼ一定であった。図5に示す β の波形とインパルス電流の波形を見比べても分かるように、 β の立上がり時間はインパルス電流の立上がり時間($1\mu\text{sec}$)と比べてかなり大きい。

<4.4> インパルス印加点と光伝搬方向に対する特性

図7および図9の○□は光の伝搬方向をインパルス電流の印加方向に対して同一および反対にした場合を示している。OPGW200mを伝搬するのにインパルスは $0.7\mu\text{sec}$ 、伝搬光は $1\mu\text{sec}$ かかるので、OPGW上で光がインパルスと交わる時間は逆方向の場合が $1.7\mu\text{sec}$ 長くなるが、本実験ではそれによる偏波変動特性の差が現れなかった。

また、実フィールドではOPGWの中間に落雷することが想定されるため、インパルスをOPGWの中央から印加して両端を接地した場合についても測定した。その結果を図7、図9に△で示す。 β の立上がり時間に大きな差はないが、 β の波高値は片端から印加した場合(○□)の $1/3$ になった。この理由は伝搬光にかかる磁界方向がOPGW中央の電流印加点の前後で反転するために、偏波面の回転が相殺されるためと考えられる。但し、完全に相殺されない理由は図7に示すように偏波状態による偏波変動量の差異によると考えられる。

図8 偏波移動角立上がり時間の定義
Fig.8 Definition of rise time of polarization shift.

5. 偏波変動要因の検証

<5.1> 交流電流によるOPGW内部の磁束と偏波変動

OPGW内部の磁束を簡易に確認する方法として図10のように、試料にコイル(30Turn)を巻き付け、交流電流(50Hz)を流して内部磁束 ϕ によるコイルの逆起電力($=-d\phi/dt$)を測定した。試料にはOPGW(外径11.4mm)の他にアルミパイプ(外径10mm)およびOPGWの8本の素線に沿って巻付けた絶縁電線を用意した。資料の長さは1mである。

その結果、アルミパイプでは逆起電力が0であるが、OPGWでは逆起電力が発生し、その大きさは絶縁電線の場合の0.85倍であった。従って、OPGWを流れる電流によって内部に長さ方向の磁束が発生しており、電流はほぼ素線の方向に流れていると推定される。

図10 交流電流によるOPGW内部磁束の確認
Fig.10 Detection of magnetic flux in OPGW by
alternative current.

図11 OPGWの交流電流による偏波変動特性

Fig.11 Optical polarization shift by alternative current of OPGW.

図2のOPGW(200m)に交流電流(50Hz)を流した場合の偏波移動角は図11に示すようになり、電流1kA当りの偏波移動角 β は16.6deg/kAであった。電流が全て素線方向に流れたと仮定すると、ヴェルデ定数に相当する単位磁位当りの偏波回転率は 1.21×10^{-7} rad/ATurnとなる。

＜5.2＞インパルス電流によるOPGW内・外部の磁界と偏波変動

偏波変動 偏波変動波形がインパルス電流の時間変化と異なることから、OPGWの内部と外部で磁界発生の様相が異なることが考えられる。それを検証するため、図12に示すようにOPGWの内部と外部において磁界と光ファイバの偏波変動波形の測定を行った。

(i) まず、図2のOPGWに図12(1)のようにコイルを巻き付け、インパルス電流による偏波変動と逆起電力を同時に測定した。その結果、図13に示すように、逆起電力の積分は β とほぼ同じ速度で変化した。これより、OPGW伝搬光の偏波変動はOPGW内部の磁界によるものであることが認められる。

(ii) 次に、図2のOPGWのアース側から24mの長さまで図12(2)のように光ファイバを巻き付け、その偏波変動を測定した。光ファイバ巻付け回数は100Turn、巻付けピッチは24cmである。

この実験はOPGW外部磁界の検証であるとともに、巻付け型OPGWの模擬実験でもある。

測定結果を図14に示す。偏波移動角 β の波形はログスキーコイルで測定されたインパルス電流の波形とよく一致しており、 β の立上がり時間は約1 μ sec、波尾は約10 μ secで波高値の50%になっている。ログスキーコイルは外部にできる円周方向の磁界から電流を測定するものであり、偏波変動が外部の磁界によって発生したことが分かる。

なお、光ファイバ24mをOPGWに巻付けずに平行に添架した場合は偏波変動の大きさは巻付けた場合の1/100以下で殆ど変動しないことも確認している。

また、インパルス電流波形と β の波形がよく一致していることから、偏波測定系の帯域は十分であり、 β による評価法も妥当であることが裏付けられる。

図12 インパルス電流によるOPGW内部および外部の磁界と偏波変動の検証方法

Fig.12 Verification of polarization shift and magnetic field in and out of OPGW by impulse current.

図13 OPGW内部磁束と偏波変動波形

Fig.13 Wave forms of internal magnetic flux and polarization shift.

図14 巻付け光ファイバの偏波変動

Fig.14 Wave forms of polarization state of optical fiber wound on OPGW.

6. 偏波変動速度に対する考察

<6.1> OPGWの形状によるLR時定数の計算 偏波変動の立上がり時間、即ち内部磁束の発生がインパルス電流の立上がり時間より遅くなる原因として、OPGWの素線の縫りに沿って流れる電流のインダクタンスが考えられる。そこで、OPGWの形状寸法からインダクタンスLと抵抗Rによる時定数の概略値を求める。

電流がOPGWの素線の表面を流れるとして、OPGWの長さをZ、外半径を r_o 、素線のよりピッチをd、OPGWの平均の透磁率を μ_z として、Lは次式で表される。

$$L = \mu_z Z \pi r_o^2 / d^2 \quad (6-1)$$

μ_z は素線部($r_i < r \leq r_o$)とその内側($r \leq r_i$)に分けて考える。まず素線部において、1本の素線は鋼線をアルミで覆った構成であり素線は螺旋状に纏ってあるので、OPGW軸方向の磁界は鋼線部とアルミ部を交互に通ることになる。鋼線の半径を Z_s 、アルミの厚さを Z_a とし、それぞれの透磁率を μ_s 、 μ_o とし、 $\mu_s \gg \mu_o (= 4\pi \times 10^{-7})$ とする。両者の磁路長の比は概略 $Z_s : Z_a$ であるので、平均透磁率 μ_c は

$$\mu_c = \mu_o (1 + Z_s/Z_a) \quad (r_i < r \leq r_o) \quad (6-2)$$

となる。また、素線部より内側では μ_o であり、 $\mu_o (r \leq r_i)$ と $\mu_c (r_i < r \leq r_o)$ との面積平均から、 μ_z は次式となる。

$$\mu_z = \mu_o (1 + (1 - r_i^2/r_o^2) Z_s/Z_a) \quad (6-3)$$

抵抗Rは、アルミの抵抗率を ρ 、表皮効果による表皮厚さ δ の範囲を導電面積とすると、

$$R = \rho Z / (2\pi r_o \delta) \quad (6-4)$$

従って、時定数 $T_B (= L/R)$ は、

$$T_B = 2\pi^2 \mu_z r_o^3 \delta / (\rho d^2) \quad (6-5)$$

となり、長さZに無関係になる。また、 $\delta < Z_a$ の時は、

$$\delta = \sqrt{\rho T_B / \mu_o} \quad (6-6)$$

を代入して T_B を求めると、次式になる。

$$T_B = 4\pi^4 \mu_z^2 r_o^6 / (\rho d^4 \mu_o) \quad (6-7)$$

$r_o=5.7\text{mm}$ 、 $r_i=2.5\text{mm}$ 、 $Z_c=1.34\text{mm}$ 、 $Z_a=0.26\text{mm}$ とすれば、式6-3から、 $\mu_z = 5\mu_o$ となる。また $\rho = 2.83 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ 、 $d=0.165\text{m}$ とすると、時定数 T_B は $20\mu\text{sec}$ となり、偏波変動の立上り時間と同程度の値になる。

式6-1からインダクタンスLは r_o/d が一定ならばOPGWの太さに関係ないが、式6-7から時定数 T_B は太いほど長くなる。

<6.2> インパルス電流による偏波変動波形の計算

次に、印加したインパルス電流波形を考慮して、OPGWを流れる電流回路を長さ方向に直進する成分 $I_R(t)$ と素線に沿って螺旋方向に流れる成分 $I_L(t)$ との並列回路とみなして、偏波変動の原因となる螺旋方向電流の波形を求める。なお、OPGWの寸法は無視し、直進方向はR、螺旋方向

はLが主体的であり、L、Rは時間的に一定とする。また、L、Rの値はIGの内部インピーダンスより十分小さく、IGは電流源とみなす。実際、同じ印加電圧で電流をOPGWの片端から片端へ流した場合とOPGWの中央から両端へ流した場合とを比べて、電流波高値は後者の方が20%大きい程度であった。

インパルス印加電流 $I(t)$ は、波頭長 $T_u[\text{sec}]$ 、波尾長 $T_D[\text{sec}]$ として

$$I(t) = I_o (e^{-t/T_D} - e^{-t/T_u}) \quad (6-8)$$

とし、上述の仮定に基づく微分方程式

$$I(t) = I_R(t) + I_L(t) \quad (6-9)$$

$$R I_R(t) = L \frac{dI_L(t)}{dt} \quad (6-10)$$

を解くと、 $I_L(t)$ は次式となる。

$$I_L(t) = I_o \left(\frac{T_u}{T_B - T_u} e^{-t/T_u} - \frac{T_D}{T_B - T_D} e^{-t/T_D} + \frac{(T_D - T_u) T_B}{(T_B - T_D)(T_B - T_u)} e^{-t/T_B} \right) \quad (6-11)$$

$$T_B = L/R \quad (6-12)$$

上式によるインパルス電流波形 $I(t)$ と螺旋電流成分 $I_L(t)$ を図15に示す。LR時定数 T_B は $5 \sim 50\mu\text{sec}$ で変化させた。 $I_L(t)$ はLによる逆起電力によって徐々に増大し、電流変化がなくなる波高値の時点で $I(t)$ と交わり、それ以降は逆起電力が反転して $I(t)$ を上回りながら徐々に減衰する。

図15の $I_L(t)$ を図5の偏波移動角 β の測定結果と比較すると、 $T_B = 15 \sim 20\mu\text{sec}$ の時の波形とよく一致している。

図15の $I_L(t)$ の波形に対し、図8で定義した立上がり時間 T_P を求めると、 $T_B = 15\mu\text{sec}$ で $T_P = 11.4\mu\text{sec}$ 、 $T_B = 20\mu\text{sec}$ で $T_P = 12.7\mu\text{sec}$ になる。図9の測定結果では $T_P = 12\mu\text{sec}$ であったが、それに当てはまる T_B は $17.5\mu\text{sec}$ になり、前節でOPGWの仕様から求めた時定数と概ね一致した。

図15 インパルス電流によるOPGW螺旋方向電流成分の計算結果

Fig.15 Calculation of circular current of OPGW by impulse current.

6.3> OPGWを流れるインパルス電流の方向

最後に、5章までの測定結果から螺旋方向電流を推定し、前節の計算結果の妥当性を示すとともに、インパルス電流がOPGWをどのように流れるのか考察する。

交流電流1kAに対する偏波移動角 β は、図11において、16.6deg/kAであった。交流電流は上述の時定数 T_B と比べて周期が十分長いので、この値は定常状態での偏波移動角とみなせる。

一方、インパルス電流波高値に対する β の波高値の割合は、図5において、4.54 deg/kAとなるが、 β が波高値となる15 μ secの時点のインパルス電流瞬時値(4.81kA)でみると15.4 deg/kAとなり、交流での値とほぼ一致する。

この理由は、 β がピークの時点では内部磁束変化が0なのでインダクタンス L の効果がなくなり、定常状態と同じ電流方向にあるためと考えられる。

そこで、図5の偏波移動角 β の波形を図11の定常状態で得られた β の変化率16.6deg/kAにより電流値に換算すると、図16のようになる。ここで、ログスキーコイルはOPGWの長さ方向に進む電流のみ検知するのに対し、 β はOPGWを流れる電流の円周方向成分にのみ感応する。

従って、この2つの電流波形はそれぞれ長さ方向、円周方向を反映することから、OPGWを流れる電流の方向は時間とともに同図の下に示すように移行することになる。即ち、インパルス印加直後では内部磁束増加を抑える逆起電力が発生するため電流は直進するが、 β の波高値付近では、電流はほぼ素線方向に流れ、円周方向成分は最大となる。その後は反対に内部磁束減少を抑える逆起電力が発生するため円周方向の電流成分が遅れて減衰すると見ることができる。

図16 偏波変動特性から推定したOPGWを流れるインパルス電流の方向

Fig.16 Transition of impulse current flow in OPGW supposed by polarization shift.

7. あとがき

本論文では、OPGWを流れる電流による偏波変動特性およびその発生過程を実験的、理論的に明らかにした。主な結果を要約すると以下のとおりである。

- (1) OPGWの素線のように沿って螺旋状に流れる電流がOPGW内部に長さ方向の磁界を発生させ、ファラデー効果による偏波変動を引き起こすことを予測した。
- (2) OPGW直撃雷を想定して長さ200mのOPGWにインパルス大電流を加えて偏波変動を測定した。測定には広帯域の偏波解析装置を用いるとともに、ポアンカレ球上の偏波移動角 β による評価法を導入することにより偏波変動特性を定量的に評価することが可能となった。
- (3) 波高値16kA、波頭長1 μ sec、波尾長10 μ secのインパルス電流に対してOPGW(200m)の偏波移動角 β の波高値は約70deg、立上がり時間は約12 μ secとなり、インパルス電流波形と比べて変化が遅いことが判明した。
- (4) 一方、巻付け光ファイバの偏波変動は電流波形と同じであり、偏波変動の原因となる磁界の発生形態がOPGWの内部と外部で異なることが検証された。
- (5) 偏波変動の遅れの原因についてOPGWの電流が螺旋状に流れる際のインダクタンスからその時定数を計算した結果、偏波移動角 β の立上がり時間と概ね一致した。

以上の結果から、OPGWの素線に沿って螺旋状に流れる電流により偏波変動を生ずるが、インパルス電流ではそのインダクタンスが螺旋方向への移行を遅らせ、偏波変動速度を制限していることが解明された。

これにより、コヒーレント光通信などの偏波を利用する伝送方式に対して偏波対策に必要な速度を予測することが可能となった。また、このような偏波変動波形の観測は、OPGWへの落雷観測や故障点標定にも応用できる可能性がある。⁽⁷⁾

最後に、本実験に協力頂いた電力中央研究所横田勤氏、浅川聡氏ならびに協力頂いた皆様に感謝します。

(平成7年7月24日受付)

文 献

- (1) 黒野, 伊澤, 栗原 「光コヒーレント通信の磁界影響に関する基礎検討」 平6電気学会全大 NO. 465, 1994
- (2) 伊澤, 大衛, 五十嵐, 堀間 「OPGWの偏波変動特性について」 通信学会秋期大会 B-571, 1991
- (3) 電気学会編, 「送配電工学」 オーム社, 1983
- (4) 小瀬, 齊藤, 田中, 辻内, 波岡 「光工学ハンドブック」 朝倉書店, 1988
- (5) 黒野, 伊澤, 栗原 「OPGWのインパルス電流による偏波変動とコヒーレント光通信の実験」 電気学会通信研究会 CMN-94-87, 1994. 12
- (6) 黒野, 伊澤, 栗原 「インパルス電流によるOPGW伝

搬光の偏波変動発生過程に関する実験的考察」 平7 電気学会全大 NO. 548, 1995. 3

- (7) 伊澤, 黒野, 栗原 「雷撃電流によるOPGW伝搬光の偏波変動を利用した送電線事故点標定」 電学論研究開発誌, 115-C, 10, 1995

黒野 正裕 (正員) 1959年4月10日生。84年3月名古屋大学大学院修士課程修了。同年4月(財)電力中央研究所に入所。現在、情報研究所情報通信部で主として光ファイバ通信の研究に従事。

伊澤 清順 (非会員) 1957年8月26日生。81年3月千葉工業大学電子工学科卒業。同年4月東北電力(株)入社。92年7月から95年7月まで(財)電力中央研究所情報研究所に出向。主として光ファイバ通信の研究に従事。

栗原 雅幸 (正員) 1951年3月18日生。77年3月東北大学大学院修士課程修了。同年4月(財)電力中央研究所に入所。現在、情報研究所情報通信部で主として光応用計測の研究に従事。工学博士。