



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS DE LA TIERRA

**PALEOMAGNETISMO Y PALEOINTENSIDAD
DE FORMACIONES VOLCANICAS MIOCENICAS
DE BAJA CALIFORNIA, MÉXICO**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRO EN CIENCIAS
P R E S E N T A
FREDY RUBEN CEJUDO RUIZ

ASESOR DE TESIS:

DR. AVTO GOGICHAISVILI



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Tabla de Contenido

Resumen	(1)
Introducción	(2)
Capitulo 1: Fundamentos de paleomagnetismo y magnetismo de rocas	
1.1. Magnetismo en la escala atómica	(6)
1.2. Diamagnetismo.	(11)
1.3. Paramagnetismo	(12)
1.4. Ferromagnetismo, Antiferromagnetismo y Ferrimagnetismo.	(16)
1.5. Magnetización de las rocas, Mecanismos naturales de adquisición de remanencia	(21)
1.6. Minerales magnéticos como medio registrador de remanencias en campos débiles	(23)
1.7. El campo magnético terrestre (CMT)	(31)
1.8. Modelos de CMT: Campo Dipolar y Geodinamo	(32)
Capitulo 2: Marco geológico y detalles de muestreo	
2.1. Aspectos tectónicos y geofísicos	(37)
2.2. Detalles de Muestreo	(44)
2.3. Estudio Paleomagnéticos Previos	(46)

Capítulo 3. Experimentos magnéticos

3.1. Mineralogía Magnética	
3.1.1. Susceptibilidad en función de la temperatura	(47)
3.1.2. Histéresis Magnética	(49)
3.2. Propiedades de la Remanencia y Paleodirecciones	
3.2.1. Procedimiento Experimental	(52)
3.2.2. Paleodirecciones	(53)
3.3. Experimentos de Paleointensidad	
3.3.1. Paleointensidad	(56)
3.3.2. Experimento de Thellier y Thellier	(57)
3.3.3 Procedimientos del Método de Thellier modificado por Coe (1967) usado en este trabajo	(59)

Capítulo 4. Principales resultados y discusión

Bibliografía

Resumen

Se reporta resultados paleomagnéticos para la región de la península de Baja California, México.

El muestreo se realizó en tres localidades a lo largo de la península en rocas volcánicas de edades del Mioceno temprano, medio y tardío, un total de 46 sitios. Para todos los sitios se realizaron experimentos de magnetismo de rocas. Los sitios presentaron una componente magnética primaria estable, también se realizaron mediciones de susceptibilidad que muestran una fase magnética que es muy comparable con la titanomagnetita pobre en Ti, los parámetros magnéticos obtenidos mediante los experimentos de histéresis magnética sugieren la presencia de grano de dominio pseudo sencillo (PSD), las direcciones magnéticas obtenidas por sitios no son distinguibles de las direcciones esperadas para las direcciones de los polos calculadas del cratón norteamericano para el Mioceno, así mismo no se observan rotaciones mayores, lo que nos hace sugerir la hipótesis de que las rocas estudiadas se formaron cuando la península se encontraba aun pegada al continente.

Los experimentos de paleointensidad se realizaron en 42 muestras seleccionadas para los flujos de roca de edad entre 8-22 Ma de la península de Baja California mediante el método de Thellier y Thellier. Las muestras seleccionadas muestran una magnetización remanente estable observada en el tratamiento térmico y las curvas de susceptibilidad continuas que son razonablemente reversibles, y que son compatibles con la titanomagnetita pobre en Ti. Este estudio contribuye con dos Momentos Dipolares virtuales (VDM) uno con 18.2 Ma y 11 Ma con valores medios de entre 9.5 y 10.9 (10^{22} Am²).

La dispersión de los datos de paleointensidad, no permite aun establecer una tendencia para el Mioceno, Plioceno y Oligoceno.

Introducción

Este trabajo de investigación esta basado en dos objetivos principales. El primer objetivo es el de obtener nuevos datos paleomagneticos a lo largo de la península de Baja California, con el fin de contribuir con el desarrollo tectónico de la península para el Mioceno y el segundo objetivo es el de determinar la paleointensidad para las rocas de Baja California cuya edad esta entre los 6-22 Ma.

Se ha sugerido recientemente que en los modelos numéricos que se hacen para explicar el funcionamiento del geodinamo se incluyan los resultados de paleointensidad (Coe et al., 2000). Actualmente se han producido una gran cantidad de datos de intensidad absoluta geomagnética paleointensidad absoluta de buena calidad (Brassart et al., 1997; Juarez et al., 1998; Carlut et al., 1999; Juarez y Tauxe, 2000; Zhu et al., 2003; Carlut y Quidelleur, 2000; Goguitchaichvili et al., 2001a,b, 2003, 2004, Biggin and Thomas, 2003) pero aun los datos de paleointensidad absoluta confiables son escasos y no pueden usarse para documentar las características generales del campo magnético de la Tierra (Selkin y Tauxe, 2000). Esto probablemente se deriva del hecho que los datos de la paleointensidad confiables generalmente son mucho más difíciles de obtener que los datos direccionales, porque solo las rocas volcánicas que satisfacen ciertos criterios magnéticos pueden usarse para la determinación de la paleointensidad absoluta (Calvo et al., 2002, Kostrov y Prévot, 1998).

Juzgando de la preexistente base de datos de paleointensidad (<ftp://ftp.dstu.univ-montp2.fr/pub/paleointb>, también vea Perrin et al., 1998) únicamente se pueden determinar las características a gran escala de la paleointensidad geomagnética, como el bajo Momento de Dipolar Virtual (VDM) en todo el Mesozoico y parte de Paleozoico (Prévot et al., 1990) durante el cual la estructura dipolar del campo se conserva (Perrin y Shcherbakov, 1997). Sin embargo, las altas intensidades geomagnéticas de 12.5 ± 1.4 x

10^{22} Am² han sido recientemente reportadas (Tarduno et al., 2001) para el intervalo 113–116 Ma, siendo consistente con algunas inferencias de simulaciones computacionales (Glatzmaier et al., 1999). Zhu et al. (2001) encontraron que la intensidad del campo-dipolar es relativamente baja justo antes del súper-cron normal del Cretácico, por lo que el “Dipolo Bajo del Mesozoico” no se ha establecido firmemente todavía.

Es muy difícil evaluar la fiabilidad de resultados de paleointensidad, debido a la poca documentación de determinaciones publicadas anteriormente. En nuestros análisis de datos de Paleointensidad del Mioceno, consideramos sólo resultados obtenidos con el método de Thellier y Thellier para las cuales las verificaciones de pTRM (Magnetización Termoremanente Parcial) son positivas, ya que estas verificaciones certifican la ausencia de alteración de las muestras durante los calentamientos.

De las más de 250 determinaciones de paleointensidad para el Mioceno, disponible en el banco de datos de IAGA (compilado por Perrin y Schnepp, también vea Perrin et al., 1998) sólo 10 determinaciones de la Steens mountain (Prévot et al., 1985), 3 determinaciones del Velay (Massif Central francés, Riisager, 1999), 2 determinaciones de los vidrios basálticos submarinos (Juarez et al., 1998) y 11 determinaciones de México Central (Goguichaichvili et al., 2000) cumplen con los criterios básicos.

A pesar de los altos estándares para incluir datos, se observa que hay una dispersión muy alta de datos de paleointensidad entre 16 y 6 Ma (Figura 1). La dispersión puede ser debida a algunos artefactos experimentales en lugar de reflejar rasgos verdaderos del campo del geomagnético en ese momento. Este punto se discutirá después con más detalles.

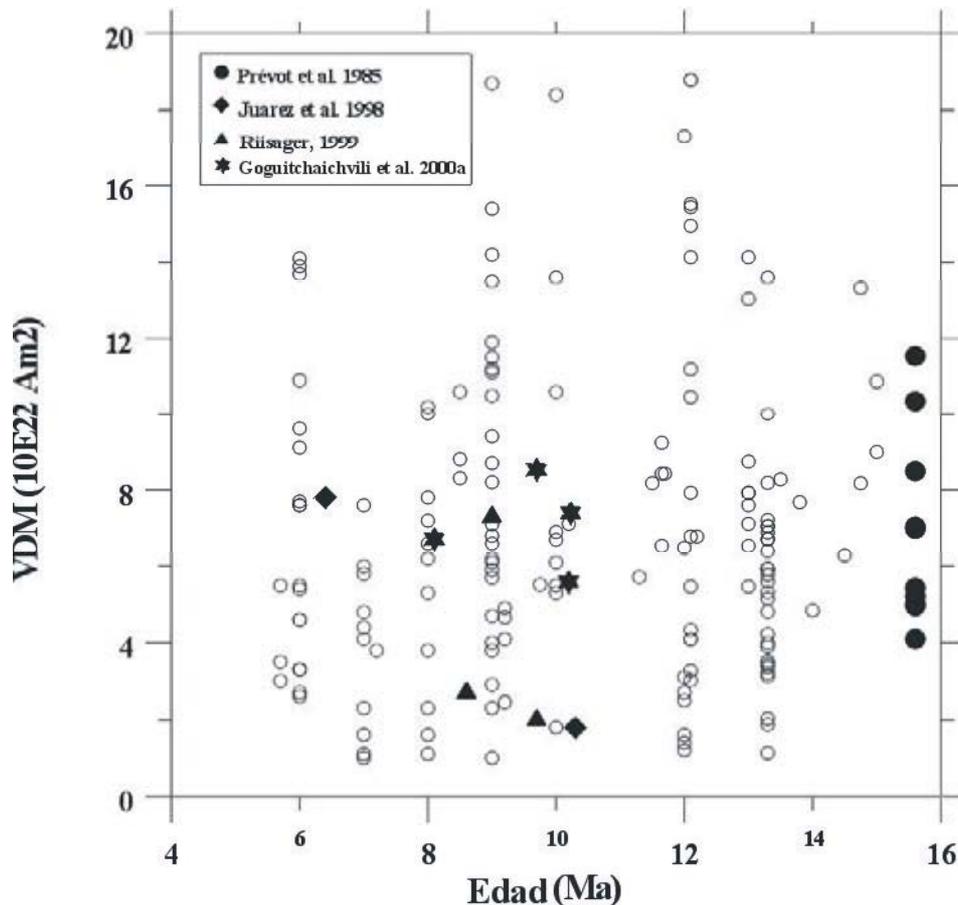


Figura 1. Paleointensidades disponibles entre 6 y 16 Ma (Base de Datos de IAGA). Los símbolos cerrados representan los datos obtenidos por el método de Thellier y Thellier con *check-up*.

Otro rasgo de la base de datos de paleointensidad es que hay muy pocas determinaciones de paleointensidad disponible para el periodo 16-23 Ma. Dunlop y Hale (1976) reportó una determinación y Koenisberger (1938) dio dos determinaciones preliminares que usan un método total de TRM (Magnetización Termoremanente). Estos resultados son muy parecidos a la intensidad de campo actual. Sin embargo, el primer estudio está basado en basaltos submarinos cerca de la dorsal de Atlántico-Medio, que puede ser sospechoso de una maghematización y el segundo trabajo presenta sólo un interés histórico, y por lo consiguiente no será incluido en nuestra figura. Valores relativamente bajos de paleointensidad se reportan en Chile Central,

entre 19–17 Ma (Goguichaichvili et al., 2000b). Aunque una relación lineal se observó entre la NRM (Magnetización Remanente Natural) y la adquisición de TRM durante los experimentos de Thellier, la alteración química parcial no detectada de las magnetizaciones primarias puede causar una reducción de la determinación de los valores de la paleointensidad (Goguichaichvili et al., 2000b). Así que se necesitan determinaciones de intensidad geomagnéticas absolutas más confiables para todo el Mioceno. Aunque algunas nuevas determinaciones de la paleointensidad se han reportado durante los años recientes, los datos de paleointensidad del Mioceno todavía son escasos y de calidad heterogénea (Goguichaichvili et al., 2000), y por consiguiente se necesitan nuevos datos confiables. En este trabajo se presentan los primeros resultados de paleointensidad obtenidos de rocas volcánicas de Baja California que hicieron erupción principalmente entre 22 y 6 Ma, y que tiene varias ventajas: (1) están extensamente distribuidas en provincias volcánicas grandes y de fácil acceso; (2) estas graban el campo magnético que existió en el momento de la erupción fielmente.

Capítulo 1: Fundamentos de paleomagnetismo y magnetismo de rocas

1.1. Magnetismo en la escala atómica

Teorema de van Leeuwen: El magnetismo es inconcebible al margen de la mecánica cuántica puesto que un sistema puramente clásico en equilibrio térmico no puede poseer momento magnético inclusive bajo la acción de un campo magnético externo.

De hecho si la constante de Planck tuviera un valor de cero el magnetismo desaparecería del universo (Kittel, 1986).

En otras palabras las propiedades magnéticas de los materiales son consecuencia del hecho de que bajo ciertas circunstancias los átomos e iones se comportan como dipolos magnéticos y cuya orientación relativa es influida por un campo magnético externo. (Rosenberg, 1991).

Esta es una breve revisión de la teoría del magnetismo atómico en la que se consideran las propiedades magnéticas de materiales sólidos aislados en términos de las propiedades de sus átomos o iones individuales constitutivos. También se considera el magnetismo de los metales cualitativamente entendidos en términos de la aproximación en la que los electrones de conducción son considerados como independientes, o sea un gas de Fermi Dirac.

El momento magnético está inextricablemente ligado a la cuantización del espacio, esto es al momento cinético o momento angular.

Para que el fenómeno del magnetismo tenga lugar en un átomo libre concurren tres factores: El momento cinético intrínseco o espín del electrón, el momento angular orbital asociado a la región ocupada por electrón en torno al núcleo y la variación del momento orbital que tienen lugar cuando un campo magnético externo es aplicado sobre el átomo.

Los dos primeros factores contribuyen con el fenómeno del paramagnetismo y el tercero con el diamagnetismo (Kittel, 1986, Ashcroft y Mermin, 1976). De este modo para un átomo libre de hidrógeno en estado base el momento magnético orbital (s) es cero y el único momento dipolo magnético asociado es el debido al espín del electrón que representa un momento diamagnético inducido. En el caso del helio en el que sus dos electrones están en un orbital de momento magnético orbital cero (s) y con dos electrones, nivel lleno, cuyos momentos intrínsecos se anulan, pues están dispuestos antiparalelamente, así que sólo puede haber momento magnético inducido.

Cuando una muestra de material es colocada en el interior de una región del espacio ocupada por un campo de inducción magnética, ocurre que los momentos dipolares magnéticos elementales intrínsecos, permanentes o inducidos de cada uno de sus átomos son alineados con dicho campo. Tal alineación puede ser antiparalela al campo externo, efecto llamado diamagnetismo o paralela, efecto llamado paramagnetismo o ferromagnetismo. De este modo los momentos dipolares magnéticos son una fuente de inducción que altera el campo externo.

De la ecuación constitutiva:

$$1) \quad B = \mu H + 4\pi M \text{ (en unidades gaussianas)}$$

$$1) \quad B = \mu(H + M) \text{ (en unidades SI)}$$

Se ve la conexión entre el vector de inducción magnética B con el vector intensidad del campo magnético H y la magnetización o momento magnético por unidad de volumen M , μ es la permeabilidad magnética en el vacío (En el sistema cgs $\mu = 1.0$, B y M están dadas en gauss y H en oersteds)

La magnetización o imantación M esta dada por:

$$2) \quad M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_j m_j}{\Delta V}$$

Donde el m_j es el momento dipolar magnético del j-esimo átomo, cada átomo individual es entendido como una espira de corriente eléctrica a escala atómica que pueden ser visualizados o idealizados como un par de “cargas” magnéticas de signo opuesto y ΔV es el volumen ocupado por la muestra del material. Las dimensiones del vector magnetización M tiene dimensiones del vector de intensidad magnética H (Reitz et al., 1986; Butler, 1998).

Los momentos dipolares magnéticos son cantidades vectoriales que expresadas en términos de corriente eléctrica se escriben como: $m \equiv iAn$ donde i es una corriente elemental asociada al movimiento del electrón en torno al átomo (modelo de Bohr – Rutherford), A es el área de la espira y n es un vector en dirección según la regla de la mano derecha

La interacción entre los momentos dipolares elementales y un campo de intensidad magnética H se expresa como el torque: $\Gamma = m \times H$ que da lugar a la alineación de los momentos del dipolo magnético m . La energía requerida para la alineación de los momentos dipolares magnéticos está dada por: $E = -m \cdot H = -|m||H|\cos\theta$ (Butler, 1998).

Existe una relación empírica entre la magnetización M de algunos materiales y el vector H la cual se encuentra que es:

$$3) \quad \chi = \frac{M}{H} \quad (\text{Siempre que } H \text{ y } M \text{ sean paralelos; magnetización isotrópica})$$

Esta relación se denomina susceptibilidad magnética que es una cantidad adimensional y es una medida del grado de magnetización o magneto estabilidad de una sustancia cuando se lo expone a un campo de intensidad magnética H .

Si dicha magnetización se reduce a cero cuando se suspende el campo H se denomina magnetización inducida M_i y si cuando el campo magnético H se elimina la sustancia no pierde su magnetización a esta se lo denomina magnetización permanente o remanente M_r . (Butler, 1998; McElhinny y McFaden, 2000), en ésta última constituye un factor indispensable para la pesquisa paleomagnética, pues es justamente la memoria magnética de estos materiales en donde se busca los rastros de la variaciones seculares del campo magnético terrestre así como el de sus inversiones.

Regresando a los aspectos microscópicos del magnetismo es menester tomar en cuenta de la existencia del momento angular intrínseco o espín del electrón y con ello del cuarto número cuántico usado en la descripción de los sistemas cuánticos.

Lo que aquí nos interesa es la relación entre dicho espín y las propiedades magnéticas de la materia.

Un sistema cuántico cargado girando posee un momento magnético y por ello ante la presencia de un campo magnético actúa como un pequeño imán.

Desde tanto la perspectiva clásica como cuántica hay una estrecha vinculación entre el momento angular y el momento magnético del sistema. De hecho lo que se mide no es el momento angular L sino la componente z del momento magnético m .

Considérese una partícula con q/M_e conocido (q negativa) moviéndose con velocidad v respecto de un sistema de referencia inercial centrado en una partícula de masa M_e y carga q positiva y describiendo un círculo de radio R . El momento angular de este sistema es:

$L = MevR$ el cual es normal al plano en el que se encuentran R y v . Donde M_e es la masa del electrón y M_n es la del núcleo.

Para este sistema la corriente i está dada por el producto de la carga q y la frecuencia de traslación de la partícula q/Me en torno al núcleo, esto es, el momento magnético está dado por:

$$4) \quad m = \frac{qv\pi R^2}{2\pi R} = qvR/2 = \left(\frac{q}{2Me}\right)L; \text{ donde } L = MevR$$

Si el sistema tiene Z cargas q_j con su respectiva masa Me_j , el momento magnético m se puede escribir como:

$$5) \quad m = \sum_j \left(\frac{q_j}{2Me_j}\right)L_j = \left(\frac{q}{2Me}\right)L$$

En la aproximación cuántica el momento angular L se escribe como:

$$6) \quad L = \hbar\sqrt{l(l+1)} \text{ donde } \hbar \text{ es la constante de Planck.}$$

Sustituyendo 6) en la última expresión 5) se tiene que para un átomo de hidrógeno

$$7) \quad m = \left(\frac{q\hbar}{2Me}\right)\sqrt{l(l+1)}$$

Y la componente z del momento magnético es:

$$8) \quad m_z = -\left(\frac{q\hbar}{2Me}\right)l_z \text{ donde } l_z \text{ es la componente } z \text{ del momento angular.}$$

El signo menos es debido a la carga negativa del electrón, de modo que el momento magnético tiene sentido opuesto al momento angular orbital y dichas cantidades son directamente proporcionales tal y como se había propuesto. La constante de proporcionalidad es justamente el magnetón de Bohr: $\frac{q\hbar}{2Me}$ cuyo valor es $5.79 \times 10^{-9} \text{ eV/G}$ (Tipler, 1976).

La cuantización del momento angular implica la cuantización del momento magnético, estableciéndose de este modo la relación buscada y justificando la afirmación de que si la constante de Planck fuera cero el magnetismo desaparecería del universo.

1.2. Diamagnetismo.

De acuerdo con la ley de Lenz el momento magnético dipolar generado por las corrientes inducidas por un campo magnético es antiparalelo a dicho campo. Esta ley explica el efecto diamagnético en el que el vector de magnetización M es opuesto al campo de inducción por lo que la susceptibilidad magnética es negativa. En una sustancia diamagnética la magnitud del vector de inducción B es mayor que en el resto del espacio que ocupa B . Una sustancia diamagnética perfecta es impermeable al vector de inducción magnética B , esto es $B = 0$ en el interior de tal sustancia, un superconductor la susceptibilidad magnética $\chi = -1$ (Eisberg y Resnick, 1979).

Todas las sustancias presentan diamagnetismo, pero en la mayoría de ellas tal efecto es minimizado o inhibidos por la acción de momentos dipolares permanentes dominantes sobre los momentos dipolares magnéticos inducidos que dan lugar a el diamagnetismo. (Eisberg y Resnick, 1979), presente aún en los metales debida a los electrones de conducción.

En el tratamiento de Langevin para el diamagnetismo parte de la existencia de momentos dipolares magnéticos permanentes, supone un movimiento de precesión con la frecuencia de Larmor, que es un medio de la frecuencia de ciclotrón de un electrón libre en un campo magnético dada en unidades cgs por:

$$9) \quad \omega = \frac{qB}{2cMe}$$

donde c es la velocidad de la luz, q es la carga del electrón y Me su masa (Kittel, 1986; Goldstein, 1953).

Cuando B se aplica cuasiestáticamente se obtiene un bucle o espira de corriente que da lugar un momento magnético opuesto al campo aplicado. Para Z electrones la precesión de Larmor es equivalente a una corriente dada por:

$$10) \quad I = -Zq \left[\frac{qB}{2\pi(2Me)} \right]$$

El momento magnético asociado a I viene dado por:

$$11) \quad m = - \left[\frac{Zq^2 B}{4Me} \right] \langle \rho^2 \rangle \text{ donde } \rho \text{ es el radio de la espira elemental.}$$

Para una distribución electrónica de simetría esférica el cuadrado promedio de la distancia de los electrones al núcleo $\langle r^2 \rangle$ de la distancia de los electrones está relacionada con $\langle \rho^2 \rangle$ mediante:

$$12) \quad \langle r^2 \rangle = 3/2 \langle \rho^2 \rangle$$

Usando 11) y 12) se obtiene la susceptibilidad de Langevin:

$$13) \quad \chi = - \left[\frac{NZq^2}{6c^2 Me} \right] \langle r^2 \rangle \quad \text{en unidades cgs}$$

$$14) \quad \chi = - \left[\frac{\mu_0 NZq^2}{6Me} \right] \langle r^2 \rangle \quad \text{en SI}$$

El efecto diamagnético está caracterizado por una susceptibilidad negativa.

1.3. Paramagnetismo

El teorema de van Leeuwen en el contexto de la mecánica clásica, el magnetismo es imposible: Esta sentencia se justifica de la manera siguiente: El modelo del paramagnetismo de Langevin se construye a partir de la hipótesis de un sistema de corrientes elementales con un momento dipolar magnético asociado en equilibrio térmico, la distribución de las partículas en las velocidades del espacio de fase está determinado por el factor de Boltzmann: $e^{-E/K_b T}$ donde K_b es la constante de Boltzmann y E es la suma de energía cinética y potencial. El punto es que tal energía E es la misma en presencia o en ausencia de un campo magnético, esto es que la fuerza de Lorentz

$F_l = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ no realiza ningún trabajo sobre el sistema, manteniéndose de este modo la energía E constante. F_l es una fuerza deflectora, que produce una curvatura en la trayectoria de los electrones pero la suma o en promedio no hay corriente neta y por ende tampoco momento magnético. Conforme actúa el campo B sobre la muestra induciendo corrientes electrónicas elementales, la agitación térmica clásica se distribuye conforme se alcanza el equilibrio térmico.

Los átomos que tienen capas electrónicas parcialmente llenas como en el caso de los metales de transición en las que se tienen electrones no apareados en las capas d o las tierras raras en las capas f , y que de acuerdo con la regla de Hund, se maximiza el momento magnético de espín. (Hall, 1978)

En las sales iónicas los iones paramagnéticos se están alejados de los aniones (sulfatos, nitratos) teniendo interacciones débiles entre ellos. El campo local de cada ión es desde el sistema de referencia de sus vecinos aproximadamente:

$$13) \quad B \approx \frac{Cm_B}{4\pi a^3} \quad \text{donde } m_B \text{ es el magnetón de Bohr y } a^3 \text{ es la distancia}$$

entre los iones del orden de 3 \AA , la energía de interacción entre ellos es

$$14) \quad \Delta E \approx mB = \frac{Cm^2}{4\pi a^3} \quad \text{donde } m \text{ es el magnetón de Bohr y } \Delta E \text{ tiene un}$$

valor aproximado de 0.03K , y si la separación entre iones se incrementa un poco la energía de interacción disminuye a un milésimo del valor estimado arriba.

Para sostener el paramagnetismo o el ferromagnetismo la interacción de intercambio ΔE debe ser mucho más grande y esto sólo se tiene si las funciones de onda de los iones son ínter actantes (Hall, 1978).

El análisis para iones aislados (paramagnetismo de Pauli) es el siguiente:

Sea N una población de fermiones de spin un medio (gas de Fermi) y momento magnético m . Supóngase que se aplica un campo de inducción magnética B en la

dirección z entonces se tienen dos poblaciones: n_1 con partículas de momento paralelo a B y con energía $\varepsilon = -mB$ y otra población de número n_2 con momento antiparalelo a B y energía magnética $\varepsilon = mB$ de acuerdo con la estadística de Maxwell-Boltzmann la distribución de partículas en estas dos energías si estas son menores que $K_b T$ es:

$$15) \quad n_1 \cong \left[\frac{N}{2} \right] e^{mB/K_b T} \approx \frac{N}{2} \left[1 + \frac{mB}{K_b T} \right] \quad y$$

$$16) \quad n_2 \cong \left[\frac{N}{2} \right] e^{-mB/K_b T} \approx \frac{N}{2} \left[1 - \frac{mB}{K_b T} \right]$$

Entonces la susceptibilidad magnética se obtiene usando 3) y la expresión para M en términos de n_1 y n_2 dada por:

$$17) \quad M = \frac{m(n_1 - n_2)}{V} = \frac{Nm^2 B}{K_b TV}$$

la susceptibilidad es:

$$18) \quad \chi = \frac{Nm^2}{K_b TV \varepsilon_0 c^2} \quad (\text{McGerbey, 1975})$$

Otra expresión para la susceptibilidad de sustancias paramagnéticas se obtiene a partir del cálculo del momento del dipolo magnético medio:

$$19) \quad \langle m \rangle = \frac{\sum m(\varepsilon) e^{-\frac{\varepsilon}{KT}}}{\sum e^{-\frac{\varepsilon}{KT}}} = m \tanh\left(\frac{mB}{K_b T}\right)$$

de modo que la magnetización M se puede expresar como:

$$20) \quad M = \langle m \rangle N$$

Sin olvidar que B en la ec. 19) es el campo local, desde el sistema de referencia de los átomos o iones vecinos. Entonces la susceptibilidad paramagnética se escribe:

$$21) \quad \chi = \frac{M}{H} = \frac{Nm^2}{K_b T} = \frac{C}{T}$$

Esta expresión conocida como ley de Curie es muy buena para un gas de electrones libres o un gas de átomos paramagnéticos de baja densidad o para sistemas de iones que interaccionan débilmente y consecuentemente tienen cierta libertad para orientar su momento magnético con B. Pero si se utiliza esta expresión con los electrones de conducción de un metal falla, pues la susceptibilidad magnética de los metales es independiente de la temperatura, que es más bien una función de la energía de Fermi ϵ_f . Además de que estos interaccionan lo suficientemente fuerte como para restringir el número de estados que pueden ocupar, de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli y con ello afectar la alineación de los momentos magnéticos elementales con B por lo tanto la susceptibilidad, se espera, estará por debajo de la ley de Curie.

Usando la estadística de Fermi-Dirac se obtiene una expresión para la susceptibilidad magnética en metales, esta es:

$$22) \quad \chi = \frac{3Nm^2}{2\epsilon_f} \quad \text{donde } \epsilon_f \text{ es la energía de Fermi}$$

Si $K_b T \ll \epsilon_f$ se usa la ec. 22) para estimar la susceptibilidad magnética, que el caso de los electrones de conducción de un metal,

Para el caso contrario $K_b T \gg \epsilon_f$ Cuando el principio de exclusión deja de ser una limitante vale el uso de la ec. 21).

Sustancias paramagnéticas, metales, átomos, iones, moléculas con número impar de electrones lo que asegura un momento magnético neto, como sales de haluros alcalinos, óxido nitroso, etc.

Átomos o iones libres con capas internas incompletas como los elementos de transición, tierras raras y lantánidos. El oxígeno molecular es de las pocas sustancias paramagnéticas con número par de electrones.

1.4. Ferromagnetismo, Antiferromagnetismo y Ferrimagnetismo.

Hasta este momento se ha considerado que los espines y momentos magnéticos de los sistemas no interaccionan o si lo hacen, esta interacción es lo suficientemente débil, por lo que los efectos paramagnéticos y diamagnéticos son temporales.

La interacción de los iones magnéticos en un material da lugar a tres fenómenos magnéticos de interés especial ya que en ellos está involucrado un factor de suma importancia para la investigación de eventos paleomagnéticos, es decir la memoria magnética.

El ferromagnetismo es un efecto originado por una interacción muy fuerte entre los momentos magnéticos elementales, asociado a los espines electrónicos o entre los momentos magnéticos de los átomos de una muestra de las sustancias llamadas ferromagnéticas en el que tales sustancias muestran magnetismo remanente o espontáneo, ya que sus momentos magnéticos están alienados en una dirección particular en ausencia de un campo externo (Kittel, 1986).

Esta interacción primero fue conjeturada por Pierre Weiss para proporcionar una explicación para éste fenómeno que consiste en la suposición de un campo interno magnético, ahora llamada campo molecular o campo de Weiss, pero el fundamento de esta hipótesis, dentro del esquema de la física clásica no podía explicar un campo tan intenso como 1000 T para mantener momento magnético neto a 1000K (Hall, 1978) aún en ausencia de un campo magnético externo. Este magnetismo remanente o espontáneo no encontró explicación alguna hasta la aparición de la mecánica cuántica. El campo de Weiss no es de origen magnético sino cuántico. En este contexto se le llama campo de intercambio, o de canje y estrechamente vinculado al principio de exclusión de Pauli que mantiene separados a los espines paralelos. La interacción de intercambio consiste

en el traslape de las funciones de onda de electrones de capas incompletas, usualmente capas interiores de la estructura electrónica de los iones involucrados.

El campo de Weiss B_E proporcional a la magnetización M tiende a alinear paralelamente los momentos magnéticos de los átomos o iones de una muestra de material y se puede escribir como:

$$23) \quad B_E = \lambda M \quad (\text{Kittel, 1986})$$

Donde λ es una constante independiente de la temperatura. A esto se la conoce como aproximación del campo medio, es decir cada átomo esta sometido a un campo proporcional a la magnetización.

Los espines de una muestra de material ferromagnético están sujetos a la acción de sus vecinos, usualmente no es un vecindario muy extenso y ocupa un volumen microscópico, lo que se denomina un dominio magnético.

Existe una temperatura característica por arriba de la cual el magnetismo remanente o espontáneo desaparece. Esta es la llamada temperatura de Curie.

La temperatura T_C de Curie, para muestras de sustancias ferromagnéticas, separa dos estados de orden: el orden asimétrico del ferromagnetismo ($T < T_C$) donde la baja entropía permite el magnetismo remanente, del desorden simétrico ($T > T_C$) de mucho mayor entropía y donde por ende deja de existir magnetismo espontáneo, el material se encuentra en estado paramagnético. En palabras llanas una temperatura superior a su característica temperatura de Curie T_C un material ferromagnético pierde su memoria magnética.

La susceptibilidad magnética y con ella una expresión para T_C en función de λ se encuentran suponiendo que partimos de la aplicación de un campo B sobre una muestra en estado paramagnético, entonces la magnetización que éste campo produce sobre la

muestra dará lugar a un campo de Weiss o de intercambio finito B_E . Si χ_P es la susceptibilidad paramagnética entonces podemos escribir la magnetización M como:

$$24) \quad M = \chi_P (B + B_E) \quad (\text{Kittel, 1986})$$

Para una cantidad pequeña de espines en fase paramagnética la susceptibilidad viene dada por la ley de Curie ec. 21), entonces usando dicha ecuación y la 24) se puede escribir:

$$25) \quad MT = C(B + B_E)$$

Considerando la 23) en 25) se obtiene:

$$26) \quad \chi = \frac{M}{B} = \frac{C}{T - C\lambda}$$

Donde C es la constante de Curie y en la que para $T = C\lambda = T_C$ la susceptibilidad magnética se hace infinita y tenemos una transición de fase: de la fase paramagnética a la ferromagnética, es decir a un estado en el que se tiene magnetismo espontáneo. En la temperatura de Curie T_C y por debajo de ella se está en fase ferromagnética, pues a pesar de que χ es infinita la magnetización M se puede mantener finita con $B = 0$

Con la definición $C\lambda = T_C$ la ec. 26) toma la forma de la ley de Curie-Weiss que proporciona el comportamiento de la susceptibilidad magnética de la región paramagnética por encima del punto de Curie (T_C) (Kittel, 1986) esta es:

$$27) \quad \chi = \frac{C}{T - T_C}$$

Usando la expresión obtenida de un cálculo cuántico (Kittel, 1986) para el paramagnetismo:

$$28) \quad \frac{M}{B} \approx \frac{Np^2\mu_B^2}{3K_B T} = \frac{C}{T} \quad \text{donde } \mu_B \text{ es el magnetón de Bohr, } p \text{ es el número}$$

efectivo de magnetones de Bohr dado por: $n \equiv g[J(J+I)]^{\frac{1}{2}}$ y la ec. 27) se obtiene una forma para λ .

$$29) \quad \lambda = \frac{T_c}{C} = \frac{3K_B T_c}{Ng^2 S(S+1)\mu_B^2}$$

donde g es el factor de descomposición espectral dado por la ecuación de Landé (que es innecesario incluir para nuestros fines). Frenkel y Heisenberg sugirieron que en un material ferromagnético la energía de interacción de intercambio es un mínimo cuando los espines de un dominio están dispuestos paralelamente. La teoría de estos autores proporciona un cálculo para la estimación de tal energía:

$$30) \quad W_{\text{int}} = -2 \sum_{i,j} A_{ij} \langle s_i | s_j \rangle$$

el braquet indica producto interior de los vectores espín. A_{ij} es la integral de intercambio para dos átomos vecinos.

La energía de intercambio es la que conduce al orden ferromagnético.

Dado que $s = \pm \frac{1}{2}$ el braquet tendrá un valor de $\langle s_i | s_j \rangle = \pm \frac{1}{4}$ de modo que si W_{int} ha de disminuir entonces la integral de intercambio debe ser positiva $A_{ij} > 0$ por lo que la energía de intercambio es negativa $W_{\text{int}} < 0$.

Si la integral de intercambio fuera negativa $A_{ij} < 0$ entonces para que fuera W_{int} negativa y de este modo un mínimo, se tendría que recurrir a la alternancia de signos de s , por lo que se tendría un orden en el arreglo de los momentos magnéticos de los espines similar al del ferromagnetismo pero con momento magnético cero ya que la suma algebraica de los espines alternadamente positivos y negativos en el dominio en cuestión sería cero.

A esta situación de acoplamiento de espines antiparalelo se le conoce como antiferromagnetismo.

Las sustancias ferromagnéticas tienen dos características esenciales que les distinguen de las paramagnéticas:

- a) La más importante y notable es la memoria o historia magnética, técnicamente, magnetismo remanente.
- b) No menos notable es que estos materiales con susceptibilidad magnética muy grande, pueden alcanzar la magnetización de saturación a la temperatura T (la magnetización de saturación es una función de la temperatura) con campos magnéticos externos relativamente pequeños.

Para los materiales antiferromagnéticos (integral de intercambio negativa) existe también una temperatura crítica, la temperatura de Neel T_N tal que por debajo de ella hasta $T=0$ K la sustancia antiferromagnética conserva su orden.

Otra situación análoga a la anterior es cuando se tiene una disposición antiparalela de espines (por dominios para todos los casos de sustancias con magnetismo remanente) es que aún cuando numéricamente espines en una dirección sean iguales en la opuesta exista una diferencia, por sectores, subceldas o dominios, en que las magnitudes de unos sean diferentes de las de los otros por lo que el momento magnético neto no se anula sino que hay un momento magnético neto resultante, a esta ordenación magnética se le denomina ferrimagnetismo. Estas últimas muestran las interacciones de intercambio más complejas de los tres grupos (o cuatro si se considera el antiferromagnetismo lateral).

En estos últimos grupos las sales iónicas de Fe (ferritas) los iones de hierro no están tan cercanos como para que la interacción de intercambio sea directa, sino que estas se lleva a cabo indirectamente, la interacción de intercambio indirecta (super-intercambio) es a través de iones oxígeno o azufre, por ejemplo los electrones del ion Fe^{+2} de la capa 3d traslapan su función de onda con la de aquellos de la capa 2p del oxígeno O^{-2} . El acoplamiento 3d-2p es negativo y da lugar a regiones, de dominios, con momento negativo. Dando lugar en la muestra a dos tipos de sub-redes caracterizadas por su

orientación de sus momentos magnéticos, opuestos el uno del otro y cada una con su propia magnetización y campo molecular, ya que este modelo de las sustancias ferrimagnéticas y antiferromagnéticas creado por Neel es una adaptación del de Weiss (Dunlop y Ozdemir, 1997).

1.5. Magnetización de las rocas, mecanismos naturales de adquisición de remanencia

Las propiedades magnéticas de ciertos materiales han sido largamente conocidas y utilizadas por el hombre. El magnetismo elemental se debe a la presencia de electrones desapareados en la estructura cristalina de algunos elementos, particularmente el hierro, níquel, cobalto y se manifiesta en que los materiales que incluyen hierro en su composición reaccionan frente a la aplicación de un campo magnético externo fuerte, alineándose con o en contra de él. Para la mayor parte de los minerales, esta reacción es reversible, esto es, la alineación desaparece al retirar el campo.

Algunos materiales magnéticos tienen una disposición particular de su estructura cristalina, que permite el ordenamiento paralelo de los momentos magnéticos generados por los electrones desapareados, lo cual produce una magnetización espontánea, aún en ausencia de un campo externo. Si se aplica un campo suficientemente intenso, el material se satura y la magnetización adquirida no es reversible. Esto es, al suspender el campo, se ha adquirido una magnetización de remanencia, que sólo podrá ser eliminada mediante la aplicación de otro campo de la misma intensidad y de polaridad inversa, o cuando haya transcurrido el tiempo suficiente como para superar su tiempo de relajación, este es el caso de los materiales ferro, ferri y antiferromagnéticos, que incluyen por ejemplo al fierro nativo, magnetita y hematita (Tarling, 1983). En adelante todos estos materiales serán referidos en general como “ferromagnéticos”.

Las anomalías magnéticas detectables en la corteza terrestre se deben a la magnetización remanente de las rocas, algunas de las cuales (lava basáltica jóvenes, por ejemplo) tienen intensidades magnéticas significativas y son capaces de provocar desviaciones en la aguja de una brújula que se les acerque. La dirección e intensidad del magnetismo remanente puede determinarse a través de magnetómetros de suficiente sensibilidad.

La remanencia de las rocas es tal que no es afectada por la acción de campos magnéticos débiles como el terrestre; el sistema magnético de las rocas se comporta frente al CMT como un sistema cerrado.

Estudios experimentales sobre materiales demuestran que la intensidad del campo magnético requerida para saturar un sistema magnético depende de la temperatura y del tamaño de partícula. Un campo como el terrestre puede actuar sobre una roca, si la temperatura es suficientemente alta o el volumen de las partículas magnéticas crece hasta un tamaño adecuado, el sistema se “bloquea” y deja de ser sensible al campo externo en el momento crítico.

Afortunadamente, esas condiciones de bloqueo de un sistema magnético se dan en la naturaleza, en momentos que resultan geológicamente significativos:

En rocas ígneas o metamórficas, el bloqueo se produce cuando la temperatura desciende por debajo de los 600-700°C. La magnetización registra el CMT en el momento del enfriamiento de la roca (magnetización termorremanente).

Una magnetización remanente química se adquiere cuando granos magnéticos se nuclean y crecen en presencia de un campo magnético hasta superar un volumen crítico. Este es el mecanismo de adquisición de muchas rocas sedimentarias, en particular de los bancos rojos (Collinson, 1965a, b); las rocas afectadas por procesos hidrotermales también adquieren magnetizaciones químicas.

En sedimentos, el sistema magnético es abierto en la medida en que los minerales magnéticos presentes tengan libertad mecánica, antes de la compactación, los minerales tienden a orientarse según la dirección del campo magnético. Con la compactación, el sistema se cierra y los granos ya no responden al campo; la magnetización adquirida de este modo se denomina detrítica (MRD).

1.6. Minerales magnéticos como medio registrador de remanencias en campos débiles

En un material “ferromagnético” todos los momentos magnéticos originados por los espines de los electrones de sus átomos son paralelos. Cuando no existen un campo magnético externo, la magnetización se dispone a lo largo de un eje cristalino “fácil”, que para la magnetita, por ejemplo, su diagonal es (111). Cuando un campo magnético H se aplica en dirección opuesta a esa magnetización espontánea, la magnetización total se invierte repentinamente para un cierto valor de H , hacia la dirección del campo aplicado. Ese valor crítico de H es la fuerza coercitiva del material (H_c , Figura 2a). Cuando el campo es reducido a cero, la intensidad del momento magnético permanece. Al aplicar el campo en la dirección opuesta, se invertirá la magnetización espontánea a partir de un campo H_c . La curva de histéresis para un material con el campo magnetizante paralelo al eje de magnetización fácil tiene una forma rectangular (Butler, 1992, entre otros).

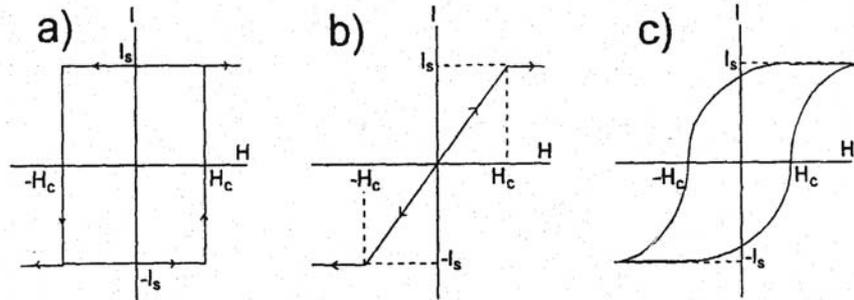


Figura 2: Curva de histéresis de granos magnéticos ideales, H : campo magnético; I : Intensidad de la magnetización inducida; H_c : Fuerza Coercitiva; I_s : Magnetización de saturación. a) Campo magnético H aplicado paralelo al eje de magnetización fácil. b) H aplicado perpendicular al mismo eje. c) Curva de histéresis de un conjunto de grano orientados aleatoriamente (Tarling, 1983).

Si el campo aplicado es perpendicular a la dirección fácil, el momento magnético rotará hacia la dirección del campo aplicado, pero a esta rotación se opone la energía magnetocristalina. Al remover el campo, la magnetización volverá a la posición inicial, y no se produce histéresis (Figura 2b).

Cuando se trata de un conjunto de granos uniaxiales orientados aleatoriamente (por ejemplo, en una roca), la curva de histéresis es una combinación de los dos comportamientos previos (Figura 2c). La magnetización se incrementa gradualmente hasta la saturación; la remoción del campo reduce la magnetización hasta un valor llamado magnetización remanente de saturación (I_{sr}).

Un campo magnético externo aplicado a un sistema magnético como una roca generará la adquisición de remanencia sólo en las partículas que están favorablemente orientadas, de lo que se deduce que la eficiencia del proceso de magnetización será relativamente baja (Figura 3).

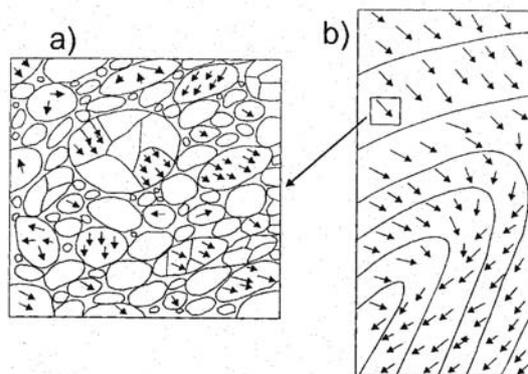


Figura 3: Esquema simplificado de los sistemas magnéticos naturales. a) Espécimen; sólo algunas de las partículas son magnéticas, y sólo algunas de ellas (las dispuestas favorablemente) se han alineado con un campo magnético externo. La resultante, sin embargo, es un vector alineado con ese campo (b), según Thompson y Oldfield (1986).

Además, sólo un determinado rango de tamaño de grano se comportará de esta manera (Figura 4). Para partículas extremadamente pequeñas (por ejemplo, titanomagnetita de menos de $0,07 \mu\text{m}$), el tiempo de relajación es demasiado corto, de manera que no pueda operar como memoria permanente. Su estado inevitablemente responde al campo actual, y su estado remanente es una magnetización viscosa (O'Reilly, 1984).

Un fenómeno diferente ocurre con las partículas demasiado grandes. Toda partícula magnética genera un campo interno que se opone a la dirección de los espines paralelos (el campo desmagnetizante). A mayor tamaño de grano, será más grande la energía generada por el campo desmagnetizante (energía magnetoestática). Está experimentalmente comprobado (Ozdemir y Dunlop, 1993; Ambatiello y Soffel, 1996, entre otros) que, superado un valor crítico, las partículas adoptan un modo de mínima energía dividiéndose en “dominios magnéticos” en los cuales los momentos se oponen. Los dominios están separados por zonas de transición llamadas “paredes de dominio”, situadas en posiciones de energía mínima determinadas por irregularidades y defectos cristalinos (Dunlop, 1995).

En el estado desmagnetizado, las magnetizaciones espontáneas de los dominios se distribuyen regularmente con respecto a los ejes de fácil magnetización del cristal, de modo tal que la resultante de la magnetización es cero. Frente a la aplicación de un campo externo, lo que ocurre es que las paredes de dominio se trasladan de manera que los dominios cuyo momento estén más cercanos a la dirección del campo aplicado aumenta de tamaño. La traslación es reversible, excepto que el campo sea lo suficientemente fuerte como para cruzar barreras de energía y situar la pared en una nueva posición de mínima energía. La consecuencia de esto es que los granos multidominios tienen más baja coercitividad (y por lo tanto menos estabilidad) porque su adquisición de remanencia está gobernada por la rotación y traslación de paredes de dominio.

Sólo las partículas cuyo tamaño esté en el rango entre los comportamientos superparamagnéticos y multidominio (para titanomagnetita, entre 1 y $0.07\mu\text{m}$) serán capaces de portar una remanencia estable del tiempo geológico (Figura. 4).

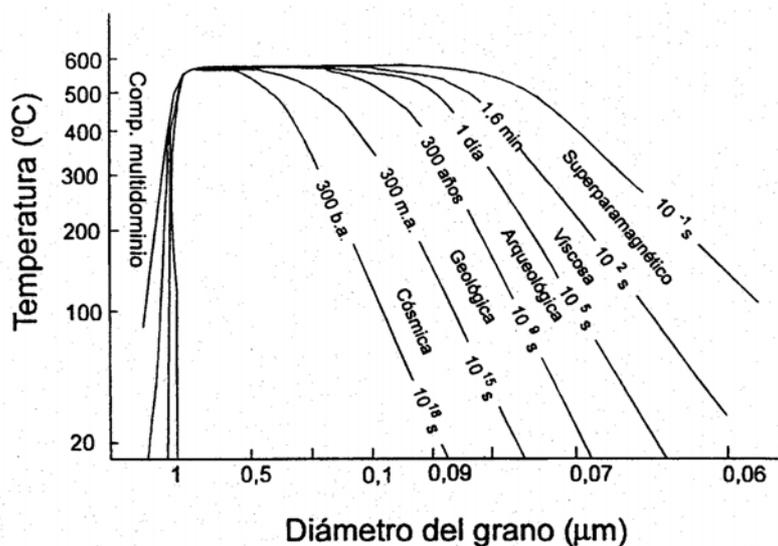


Figura 4. Relación entre la temperatura, tamaño de partículas y el tiempo de relajación de la magnetización remanente (ilustrado en las curvas) para granos de titanomagnetita (Tarling, 1983).

La familia de los óxidos Fe-Ti, siguiendo la práctica usual de los geólogos, petrólogos y mineralogistas, es representada mediante un triángulo equilátero en el que se disponen los elementos según su composición química y estructura.

En los vértices se colocan la wustita (FeO), la hematita (Fe_2O_3) y el rutilo (TiO_2) (Tauxe, 2005; Evans y Heller, 2003) según la geometría del triángulo que se muestra en el siguiente diagrama en el que cada punto representa una solución sólida de cationes Fe-Ti.

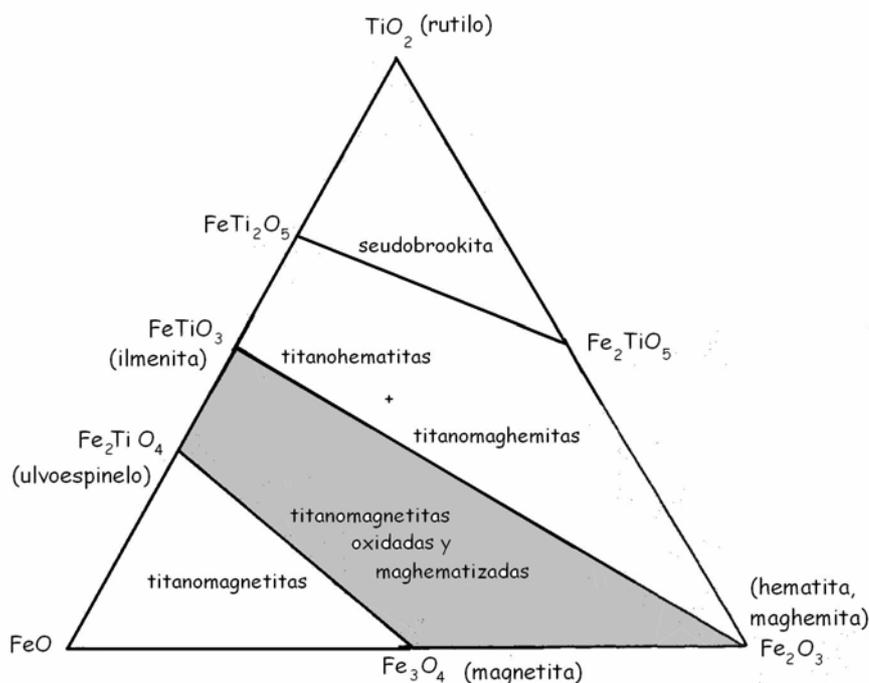


Figura 5. Diagrama ternario, el cual muestra los principales minerales magnéticos (óxidos de Fe y Ti), las líneas negras dentro del triángulo representan las series de soluciones sólidas de Fe-Ti (titanomagnetitas, titanohematitas + titanomaghemitas y pseudobrookita) más importantes para el paleomagnetismo (Tauxe 2004).

Las dos líneas que cruzan el triángulo y que limitan la zona gris representan las dos principales series de soluciones sólidas de Fe-Ti más importantes para la investigación paleomagnética (Tauxe, 2005; Evans y Heller, 2003).

La serie del mineral ulvöspinel (Fe_2TiO_4)-magnetita (Fe_3O_4) o titanomagnetita con fórmula general $\text{Fe}_{3-x}\text{Ti}_x\text{O}_4$ ($0 \leq X \leq 1$) es la línea inferior y la línea superior corresponde a la serie ilmenita (FeTiO_3)-hematita (Fe_2O_3) o hemoilmenita (también se conoce como titanohematita) con fórmula general $\text{Fe}_{2-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$ ($0 \leq X \leq 1$)

La base del triángulo, así como las cuerdas paralelas representan, químicamente, líneas de oxidación de izquierda a derecha.

Del vértice inferior izquierdo al ápice del triángulo, así como las líneas de derecha izquierda de abajo hacia arriba representan compuestos en los que cationes de hierro (Fe) son sustituidos por cationes de titanio. Cambiando cationes Fe^{+3} por cationes Fe^{+2} .

Estas dos familias o series de soluciones sólidas de óxidos Fe-Ti son cristales que se forman a temperaturas del orden de 1300°C (Butler, 1992) y adquieren sus notables propiedades magnéticas a temperaturas iguales o por debajo de las sus respectivas temperaturas de Curie.

Como afirman Dunlop y Özdemir (1997) y de quienes hacen eco Evans y Heller (2003), de la serie de las titanomagnetitas, la magnetita, en lo que respecta a la investigación paleomagnética, es el mineral más importante.

Cristalográficamente la magnetita es un cristal de simetría cúbica, con 32 aniones O^{2-} en una estructura compacta hexagonal y con una estructura spinel invertida constituida por dos subredes: la A de forma tetraédrica (ocho sitios A ocupados por cationes ferrosos Fe^{+2}) y una subred B de forma octaédrica (16 sitios B ocupados por cationes férricos Fe^{+3}).

Hay tres tipos de interacción de intercambio entre los espines que corresponden a bajas densidades de energía de intercambio y que por ende dan lugar a alineamientos de espines de forma antiparalela, estas son las AA BB y AB cuyas integrales de intercambio se simbolizan por J_{AA} , J_{BB} y J_{AB} respectivamente, pero de las tres la última

es dominante, es decir, es mucho más fuerte que las dos primeras por lo que todos los espines de sitios A son paralelos entre si y antiparalelos a los espines de sitios B que entre ellos son paralelos por lo que la integral de intercambio deberá ser negativa y la energía de intercambio de cualquier pareja i,j de espines será $U=-2J S_i \bullet S_j$ (Kittel, 1976).

La dirección de magnetización cristalina o magnetocristalina es la diagonal del cubo [111], su magnetización de saturación es de 480G (4.8×10^5 A/m) y su temperatura de Curie es 580°C. Otra temperatura característica de la magnetita es la temperatura de Verwey que es de -150°C (Temperatura en la que la red cúbica típica se deforma a una red monoclinica lo que conduce a un cambio en sus propiedades magnéticas. (Evans y Heller, 2003).

La magnetización para las titanomagnetitas decrece conforme cationes Ti^{+4} sustituyen a cationes de hierro de ahí la dependencia del parámetro x de la fórmula general. También las temperaturas de Curie son afectadas por estas sustituciones. Un valor alto de x , superior a 0.8 da lugar a un mineral básicamente paramagnético a temperatura ambiente. (Butler, 1992).

En la segunda serie, la titanohematitas tienen una estructura de red compacta hexagonal, por planos paralelos de cationes férricos y cada plano con sus espines paralelos, sin olvidar que entre cada plano (0001) de cationes hay otro obviamente paralelo de aniones O^{-2} .

Dados dos planos (0001) de cationes Fe^{+3} consecutivos el momento magnético de cada uno está alineado antiparalelamente y como en el caso de la hematita hay una ligera desviación de los π radianes, diferencia que da lugar a que el acoplamiento de intercambio propia de lo que se denomina antiferromagnetismo lateral (canted

antiferromagnetism). Esta magnetización lateral tiene un valor de saturación aproximado de 2G.

El valor aproximado de magnetización obedece a que existen defectos ferromagnéticos debido a defectos de red, por sustitución (con impurezas o iones no magnéticos o de diferente tamaño) que perturban la estructura cristalina y con ella a la estructura magnética. Es de esperarse que otro tipo de defectos de red como las dislocaciones o deformaciones de la misma con las temperatura, como el efecto notado por Verwey.

Por otro lado se especula que estos defectos de red dan lugar a un efecto ferromagnético débil del orden de 2–3 G. Para la hematita la temperatura de Neel es de 680°C (temperatura característica de los minerales antiferromagnéticos.)

Para la hematita esta transición de fase de antiferromagnética lateral a débilmente ferromagnética con una magnetización de 2.5G y con temperatura de Curie alta (675°C) hacen de ella un mineral, ciertamente magnéticamente débil, térmicamente estable característica ventajosa que le distingue de la magnetita en estudios en los que ambos minerales coexisten (Evans y Heller, 2003).

Algunos minerales cuya composición química está entre los dos extremos de la familia de las hemoilmenitas o titanohematitas, presentan un extraño efecto magnético durante su enfriamiento por debajo de la temperatura de Curie donde presentan una magnetización remanente antiparalela al campo geomagnético, tal efecto se denomina auto-inversión de la magnetización termoremanente y está asociado con la existencia de pequeñas regiones o granos en los que se ha perdido o ganado titanio (exsolución o disolución) por inestabilidad térmica a temperaturas ordinarias.

La hematita es de gran valor para el estudio de paleomagnetismo en ambientes sedimentarios, en rocas sedimentarias las titanohematitas son las ferritas dominantes. En

particular la hematita, en los llamados lechos y sedimentos rojos, esquistos lutitas y pizarras (Evans y Heller, 2003).

1.7. El campo magnético terrestre (CMT)

La remanencia magnética es un vector, caracterizado por los parámetros de declinación, inclinación e intensidad. La inclinación magnética está en directa relación con la posición que las rocas ocupan con respecto a las líneas de fuerzas del campo magnético.

Mediante la relación

$$\tan I (\text{inclinación}) = 2 \tan \lambda (\text{latitud})$$

se obtiene fácilmente el valor de “paleolatitud” correspondiente a la remanencia aislada (Figura 6).

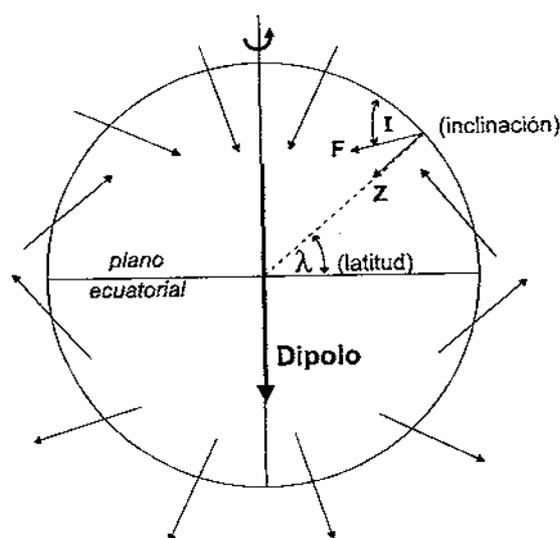


Figura 6: Vector de remanencia magnética (F) como función de la latitud, en un corte transversal de la Tierra. Z: componente vertical de F. Nótese la relación geométrica sencilla entre I y λ (Van der Voo, 1993).

La utilidad de ese valor será muy grande en la medida en que el CMT haya permanecido constante al menos en su posición a lo largo del tiempo geológico con respecto a la Tierra, de manera que los valores de paleolatitud estarían referidos siempre al mismo

sistema. Si esto fuera cierto, el paleomagnetismo permitiría reconstrucciones paleogeográficas. Sin embargo, es un hecho conocido que los polos magnéticos de la Tierra no coinciden con los geográficos, y que su posición varía con el tiempo. La validez de la suposición 2 se ve por lo tanto seriamente amenazada.

Afortunadamente, el estudio del CMT actual y de la remanencia de unidades geológicas recientes, permitió establecer que las variaciones del campo son cíclicas, y que si se toma su promedio por lapsos del orden de miles de años, su comportamiento es aproximadamente el de un dipolo axial y geocéntrico (ej. Creer, 1958); promedios del CMT por lapsos del orden de 25 millones de años han permitido llegar a conclusiones similares (Van der Voo, 1999). Esto implica que todo estudio paleomagnético debe incluir el muestreo de suficientes unidades de tiempo como para promediar las variaciones seculares del CMT.

1.8. Modelos de CMT: Campo Dipolar y Geodinamo

Butler (1992) hace un recuento de los modelos más sencillos, los cuales dejan mucho que desear en explicar cuestiones de fondo, como la variabilidad del campo magnético, sin embargo desde el punto de vista fenomenológico proporcionan un cimiento sólido, a partir del cual se puede construir una serie de hipótesis fundamentadas en la muy exitosa teoría de la electrodinámica clásica, en particular en el apartado de la magnetohidrodinámica.

Este primer paso consiste en la suposición de un dipolo magnético, modelo que expresa una analogía con el dipolo eléctrico más que una realidad física, es decir un objeto constituido por dos ‘monopolos magnéticos’ separados por una distancia, dando lugar a un momento magnético m que en una concepción más adecuada, asociada a corrientes circuitales electrónicas, orbitales y espines magnéticos, puede escribirse como:

$$31) \quad m = ni\pi r^2$$

para una bobina con n espiras, i corriente eléctrica y πr^2 área de la bobina.

Pero la imagen estática del dipolo magnético para los fines que se persiguen, si no consisten en explicar la dinámica del campo geomagnético, es más que suficiente.

El modelo de un dipolo magnético colocado en el centro de la Tierra, debe estar orientado con su eje de rotación, a lo que se conoce como el Dipolo Central Axial, GAD por sus siglas en inglés.

El campo geomagnético superficial H tiene sus componentes expresadas cómo:

$$32) \quad H_h = \frac{M \cos \lambda}{r_e^3}$$

para su componente horizontal.

$$33) \quad H_v = \frac{2M \operatorname{sen} \lambda}{r_e^3}$$

para su componente vertical y finalmente la intensidad está dada por:

$$34) \quad H = \frac{M}{r_e^3} \sqrt{1 + 3 \operatorname{sen}^2 \lambda}$$

En las que M es el momento magnético, λ es la latitud geográfica, r_e es el radio medio de la Tierra. De las ecuaciones 32 y 33) se infiere una ecuación esencial para los estudios en paleomagnetismo, la llamada la ecuación dipolo, que relaciona el parámetro inclinación I al ángulo vertical formado por la horizontal local y el campo local H , que esta dado por:

$$35) \quad I = \arctan \left[\frac{H_v}{H_h} \right] = \arctan \left[\frac{2 \operatorname{sen} \lambda}{\cos \lambda} \right]$$

o si se prefiere la relación más familiar:

$$36) \quad \tan I = 2 \tan \lambda$$

La ecuación 36 expresa una relación más sencilla entre la inclinación del campo actual en función de la latitud.

Pero dicho modelo tiene la restricción de que la declinación D , el ángulo entre la componente horizontal del campo magnético H_h y la línea que señala el norte geográfico es cero siempre, pues el dipolo magnético es coaxial con el eje de rotación.

De acuerdo con las mediciones la orientación de un supuesto dipolo magnético difiere en aproximadamente 11.5 grados, así que mantenemos el dipolo en el centro de la Tierra pero lo inclinamos 11.5 grados con respecto al eje de rotación, este modelo de dipolo geocéntrico inclinado da buena cuenta de las cartas de isoclinas reales, con polos magnéticos y geográficos que no coinciden como sucede con el GAD, más sin embargo los polos magnéticos de este modelo, no coinciden con los polos geomagnéticos reales (medidos) lo que conduce a una segunda modificación, el dipolo ahora mantiene su inclinación de 11.5 grados respecto del eje de rotación pero se vuelve excéntrico, es decir, el dipolo es convenientemente colocado a 500 km del centro de la Tierra hacia el noroeste de la cuenca del océano Pacífico. Este modelo del dipolo inclinado excéntrico describe el campo magnético sobre la superficie de la Tierra con muy buena precisión, pero no en toda la superficie poco menos del 80% queda muy bien descrita por dicho modelo pero el restante algo más del 20 % resulta en anomalías, características no-dipolar, que exigen un modelo más refinado. Una primera propuesta que al menos en el terreno teórico matemático que funciona, es colocar dipolos magnéticos radialmente orientados en cada anomalía, o región de característica no-dipolar.

La concepción de un dinamo autoexcitado parte del disco de Faraday (Tauxe, 2005; Fowler, 2000 y otros), que consiste en un disco de material conductor, que rota con velocidad angular ω en torno a un eje también conductor. Cuando este sistema se

somete a un campo magnético perpendicular al plano de rotación se genera un efecto Hall en virtud de la fuerza de Lorentz:

$$37) \quad \vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}$$

donde F es la fuerza de Lorentz, q la carga en el conductor, v la velocidad de la carga en el conductor y B el campo magnético, un flujo de electrones que se dirige hacia el borde exterior del disco en donde se coloca un contacto que los conduce a una bobina, misma que, adecuadamente colocada, al pasar la corriente se genera un campo magnético que se suma al original, retroalimenta la acumulación de electrones en el borde del disco que a su vez, a través de la bobina da lugar a más campo magnético, esto es un sistema autoexcitado.

Haciendo a un lado las sutilezas termodinámicas, se espera que en la estructura del interior de la Tierra tenga un comportamiento análogo.

Uno de los problemas de principio es el campo original que daría lugar a la fuerza de Lorentz, no he encontrado una respuesta satisfactoria a esto. Por otro lado la dinámica no lineal de la Tierra y el comportamiento de las aleaciones fundidas del manto por debajo de la capa D y del núcleo externo está determinado por la estructura térmica y química, da lugar a perturbaciones en la densidad que retroalimenta la actividad convectiva del material, ya sea bajo el esquema de Rayleigh-Benard o como un sistema caótico (Fowler, 2000).

Por lo que esto no se parece mucho a un disco de Faraday y si la turbulencia del líquido candente es la que va a ser parte esencial el motor de los fenómenos en cuestión –campo magnético y su conducta- se esta ante un problema significativamente complejo, pero el modelo del geodinamo construido a partir de movimiento de materiales conductores (turbulento o no) como las aleaciones de hierro y níquel en la región mencionada que se

comportan como un sistema autoexcitado es el único con un riguroso fundamento científico, es decir avalado por la electrodinámica clásica o con más precisión por la magnetohidrodinámica, no es capaz de explicar las inversiones de campo, al menos no analíticamente. El dinamo magnetohidrodinámico es el camino más seguro para avanzar hacia una comprensión científica del problema, pues sus aproximaciones son consistentes con la información estadística, es decir en promedio temporal el análisis cualitativo de la magnetohidrodinámica arroja resultados que permiten hacer uso en algunos ámbitos de la práctica del modelo dipolar geocéntrico axial tan sencillo y sin remordimientos; por otro lado modelos numéricos sofisticados con fundamento en magnetohidrodinámica dan cuenta del comportamiento del campo magnético en varios cientos de miles de años, prueba fehaciente de que el modelo de geodinamo magnetohidrodinámico es un camino firme para avanzar en el entendimiento del campo magnético terrestre.

Capítulo 2. Marco Geológico y Detalles de Muestreo

2.1. Aspectos tectónicos y geofísicos

La historia tectónica y magmática del Cenozoico, del noroeste de México está estrechamente relacionada a los procesos de subducción de la placa oceánica Farallón y de las microplacas derivadas de la misma (Guadalupe y Magdalena), debajo de la placa de Norteamérica (Figura 7). El estudio del magmatismo del Cenozoico ha permitido reconocer la coexistencia de diferentes series volcánicas y proponer modelos de evolución tectónica, acordes con la cinemática de las placas y la tectónica extensional terciaria.

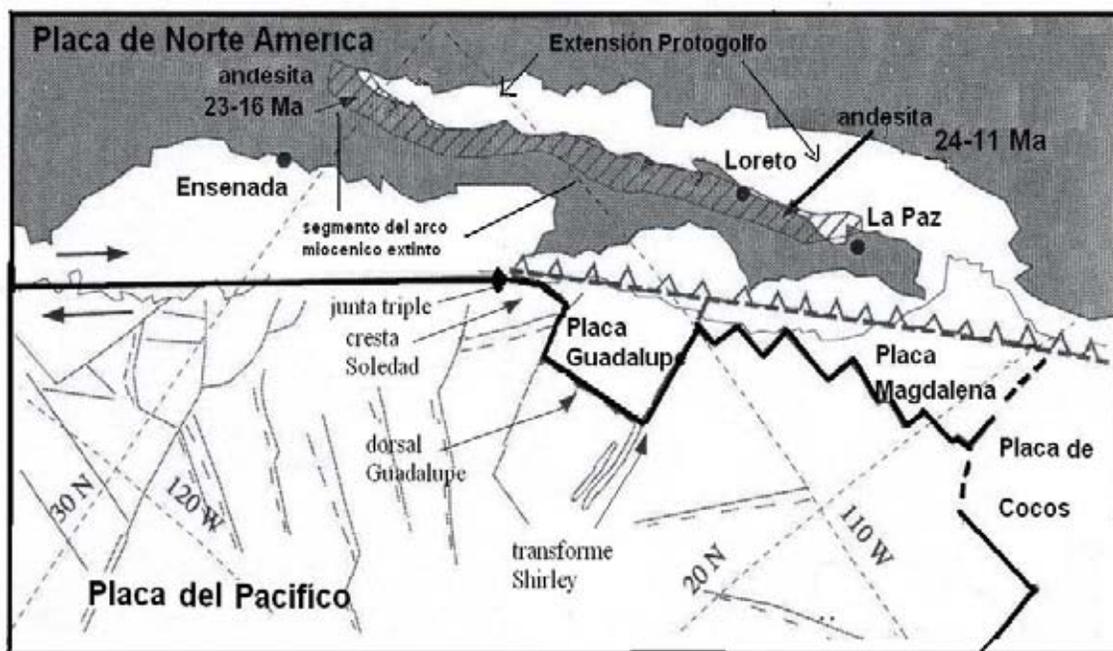


Figura 7. Marco tectónico del margen occidental de la península de Baja California en el 12.92 Ma (modificado de Stock y Lee, 1994). La posición de la península corresponde a la reconstrucción previa a la apertura del Golfo.

Dos importantes fenómenos geológicos ocurrieron en el Terciario: el primero es la construcción de la provincia volcánica de la Sierra Madre Occidental (McDowell y Clabaugh, 1979), asociada a la subducción de la placa Farallón debajo de la Placa de Norteamérica durante el Oligoceno. El segundo fenómeno ocurrió durante el Mioceno, asociado a un cambio en la geometría de la subducción y corresponde a la migración del arco volcánico hacia el oeste, hasta quedar relativamente estable a lo largo de la costa actual de Sonora y Baja California, entonces adyacente al continente.

La región del Golfo de California corresponde en la actualidad los límites de placas Pacífico-Norteamérica. A lo largo de esta región, el límite cambia de carácter oceánico a continental. En la porción sur, la litosfera se ha abierto por completo propiciando la creación de piso oceánico, en tanto que, en la mitad norte, aun no se ha formado nueva corteza oceánica, el desplazamiento de las placas está ocurriendo a lo largo de una zona con deformación extensional de carácter continental. Esta región se conoce como Provincia Extensional del Golfo (PEG), la cual se une y se traslapan con la provincia del *Basin and Range* del sur de California (Martín-Barajas et al., 2001).

Una etapa de este sistema de *rift*, esta relacionada con la historia tectónica de las placas al oeste de Norteamérica. Antes del desarrollo del golfo había subducción de la placa Farallón con respecto de la placa Norteamericana y por otro parte la placa del Pacífico estaba separada de la placa Farallón por una dorsal, la Placa del Pacífico al incrementar su tamaño ocupaba el espacio de la placa Farallon, cuando la placa Pacífico se puso en contacto con la placa Norteamérica, la subducción cesó a lo largo de la Península de Baja California, así mismo la junta triple entre las placas Pacífico-Farallón-Norteamérica migraba hacia el sur. Esta junta triple dio un salto hacia su posición actual hace aproximadamente 12 *Ma*, y el límite al oeste de Baja California Sur experimentó un cambio tectónico mayor: cambiando

de una zona de subducción de las micro placas Magdalena y Guadalupe que son remanentes de la Placa Farallón, a una zona transtensiva de movimiento relativo entre las placas Norteamérica y Pacífico. La mayor parte de la extensión documentada en las margenes este y oeste del Golfo de California, debió ocurrir después de este cambio tectónico (<12 Ma). La evolución del volcanismo en la Provincia Extensional del golfo refleja el cambio de un régimen de subducción al desarrollo de un rift continental y a un rift oceánico con transferencia de la península a la Placa Pacífico durante el Mioceno Tardío-Plioceno (Martín-Barajas, 2000).

La actividad magmática relacionada al arco volcánico miocénico se extendió a lo largo de la porción oriental de la Península de Baja California. La migración de la junta triple se llevo a cabo solamente a lo largo de la parte norte de Baja California donde dio un salto a la Isla de Guadalupe. La actividad volcánica fue seguida por una actividad magmática más compleja con firmas alcalinas, toelíticas, calco-alcalinas y adakititas. Algunas de estas manifestaciones volcánicas continuaron su actividad durante el desarrollo del rift en el Mioceno Tardío, Plio-Cuaternario y aun durante el Holoceno.

En la península de Baja California las primeras evidencias de la etapa de extensión del golfo, están definidas con edades radiométricas de 11 Ma a 16 Ma (Stock y Hodges, 1989).

La extensión en el Golfo de California parece haber ocurrido en dos etapas. Durante la primera etapa, o etapa del protogolfo (Karig y Jansky, 1972). La Península de Baja California actuó como una microplaca confinada entre las placas de Norteamérica y Pacífico, de tal forma que la apertura temprana del golfo se suma al movimiento total entre estas dos placas. Esta etapa temprana del *rift* tuvo un movimiento más ortogonal mientras que el desplazamiento a rumbo estaba ubicado fuera del protogolfo y posiblemente a lo largo del borde continental del Pacífico. Durante la segunda fase, la Península de Baja

California debió estar esencialmente adherida a la Placa Pacífico, de manera que el desplazamiento posterior a 6 *Ma*, durante la apertura del golfo, representa el movimiento oblicuo Pacífico-Norteamérica.

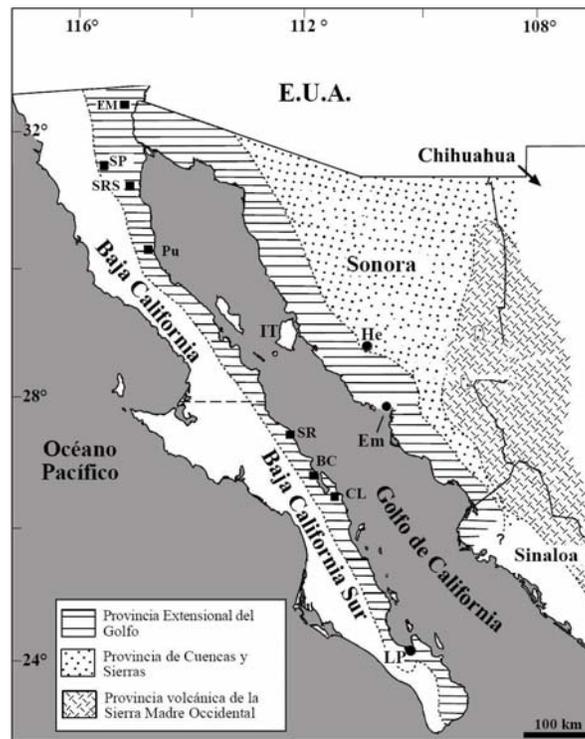


Figura 8. Mapa del noroeste de México mostrando la Provincia de Cuencas y Sierras en Sonora y la Provincia Extensional del Golfo (PEG) (modificado de Stock y Hodges, 1989); BC: Bahía Concepción; CL: Cuenca de Loreto; EM: Sierra el Mayor; IT: Isla Tiburón; LP: La Paz; SP: San Pedro Mártir; SR: Santa Rosalía; SRS: Santa Rosa; Pu: Puertecitos; Em: Empalme (modificado de Roldán-Quintana et al., 2004).

El margen noroeste del Golfo de California presenta una segmentación estructural que se ha atribuido a una tectónica de fallas de despegue (fallas de tipo *detachment* ó falla de desprendimiento, *falla normal de ángulo bajo*). La segmentación del sistema actual del límite de placas podría estar relacionada con la segmentación temprana del rift; sin embargo, esta idea requiere aún verificarse en la mayor parte de la margen del golfo.

El volcanismo posterior a la subducción muestra una diversificación importante en la composición y en el estilo eruptivo. En la península incluye flujos de lava alcalina y subalcalina que cubren localmente a ignímbritas y andesitas subordinadas de 14 a 11 Ma. A partir de ~ 10 Ma basaltos y andesitas de afinidad toleítica que fueron emplazados localmente en la costa de Sonora y la península de Baja California sobre una región más amplia durante la etapa del protogolfo. El tipo de volcanismo subalcalino ocurre en los centros de dispersión y en las zonas adyacentes a partir de la etapa moderna del golfo. Desde la terminación de la subducción (ca. 12 Ma) el volcanismo calci-alcalino ha ocurrido intermitentemente en las márgenes y algunas islas del Golfo, como ocurre en la isla San Esteban (Desonie, 1992) en forma de estrato-volcanes andesítico o dacíticos (e.g. Tres Vírgenes, Mencionares) y calderas (e.g. La Reforma, Puertecitos, Sierra Pinta), que imitan la actividad orogénica del Mioceno temprano. En la franja costera de Sonora el emplazamiento de domos y tobas culminó hacia 11 Ma.

El volcanismo neogénico en la Provincia Extensional del Golfo muestra una evolución en el estilo eruptivo y su composición química, que refleja el cambio del régimen de subducción al desarrollo de un rift continental, en una región previa extendida durante el proceso de extensión de la provincia de cuencas y sierras (Basin and Range) (Henry y Aranda-Gómez, 1992).

El volcanismo cenozoico está representado en su mayoría por andesitas, dacitas y riolitas; (región de San Felipe; Isla Ángel de la Guarda, Isla Tiburón, Figura 9). Algunas mesas "basálticas" pertenecen a esta fase (Sur de Bahía de los Ángeles) (Gastil et al. 1971).

La provincia norte de Baja California se encuentra limitada en su parte meridional por un gran accidente tectónico subrayado por las anomalías magnéticas; la falla de Santa Rosalía.

Oponiéndose a esta parte norte, la parte del Estado de Baja California Sur está caracterizada por imponentes emisiones volcánicas del Cenozoico, que han edificado parte de la Sierra de La Giganta.

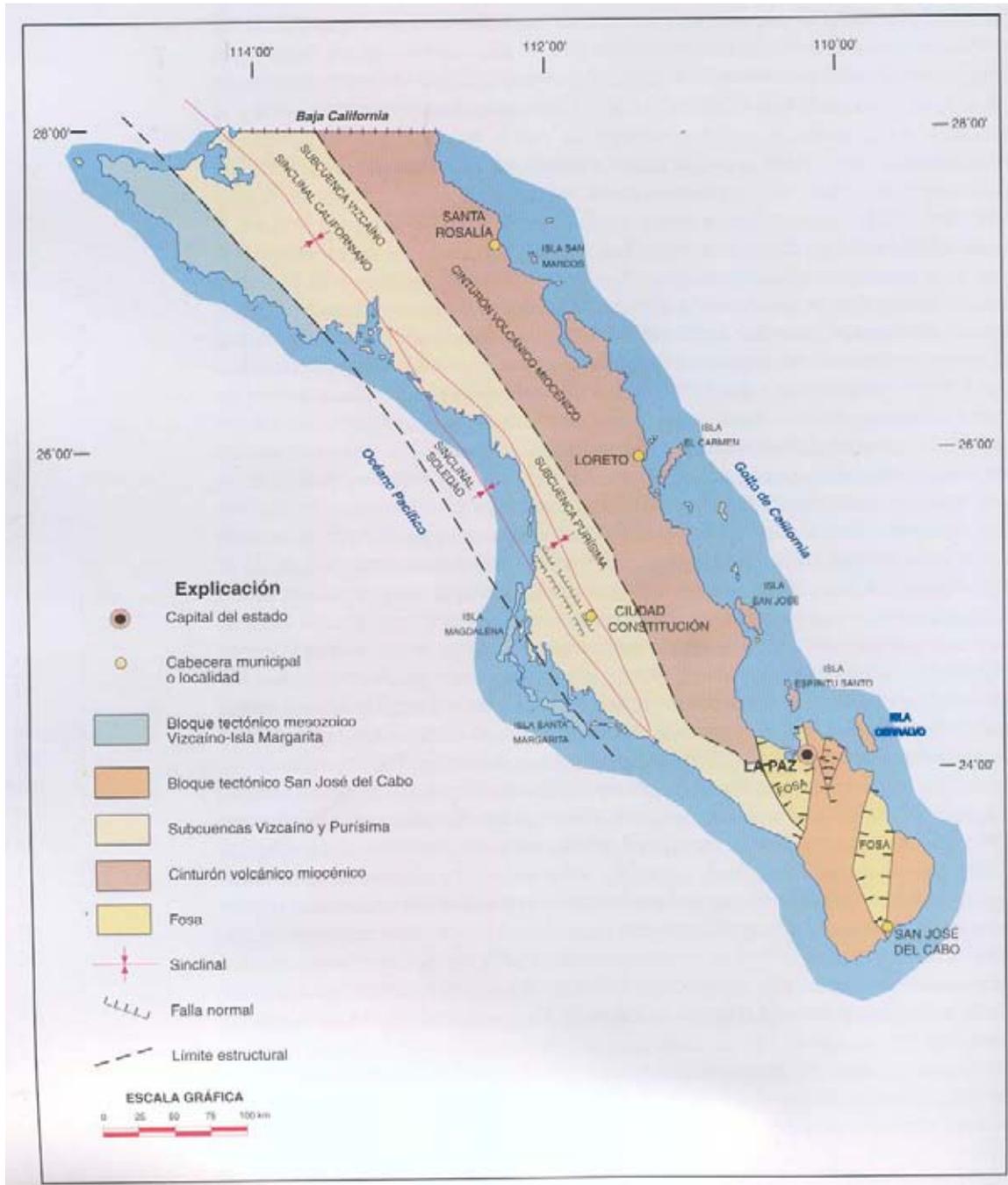


Figura 9. Mapa que muestra el cinturón volcánico miocénico en Baja California Sur.

Una formación de rocas calco-alcalina de edad Mioceno Superior, representada por la Formación "Comondú", corresponde a una asociación de brechas, tobas y derrames con diques y mantos tardíos.

Investigaciones marinas geofísicas cerca el montaje del golfo de California muestran que la península de Baja California ha sido el resultado de un rifting hacia el noroeste ($\approx 2^\circ$ de latitud) y rotado en el sentido opuesto a las manecillas de un reloj ($\approx 8^\circ$) a lo largo del límite de placa del Pacífico-Norte América desde una posición contigua con la parte continental de México en el Mioceno tardío. Correlaciones de unidades volcánicas y sedimentarias del Mioceno que cruzan el Golfo de California también indican que la península de Baja California era adyacente en el oeste de México en el Mioceno temprano. La correlación geológica hecha entre rocas del Mesozoico de la península de Baja California y Sonora, sugieren que no hay translación de la península mas allá de la apertura del Golfo de California ocurrida hacia Cretácico tardío. Una translación hacia el norte (10° de latitud) y una rotación (24°) en el sentido de las manecillas del reloj de la península de Baja California fue estimada con base en los estudios paleomagnéticos (Hagstrum, 1987), sobre rocas ígneas del Cretácico y rocas sedimentarias dentro de la península correspondiendo con la apertura del Golfo de California. Muchos de esos movimientos hacia el Cretácico tardío (9° de translación hacia el norte, 24° de rotación en sentido del reloj) habían sido ocurridos antes del Mioceno temprano en orden de colocar la península de Baja California en su posición de pre-golfo a lo largo del oeste de la parte continental de México. Este desplazamiento en el Terciario temprano es consistente con datos paleomagnéticos de muchos otros terrenos de la cordillera, que indican gran translación hacia el norte y rotación

en sentido de las manecillas del reloj relativo al cratón de Norte América durante gran parte del Terciario.

2.2. Detalles de Muestreo

El muestreo para el análisis paleomagnetico se realizo en 3 localidades a lo largo de la península de Baja California (Tijuana-Ensenada, La Purisima y Bahía de La Paz), se utilizo una perforadora portátil de gasolina que toma muestras cilíndricas de 2.5 cm de diámetro. Las muestras son orientadas mediante una brújula magnética y solar, para la ubicación geográfica se utilizo un equipo de GPS.

En el campo volcánico La Purísima (26.36°N, 249.39°E), se encuentran basaltos y andesitas del Mioceno medio con composición calco-alcalinos, así como basalto andesítico cuya edad es del Mioceno medio y tardío (figura 9). Las edades K-Ar para estos flujos son reportadas por Sawland y Smith (1984) entre 8 y 11 Ma, y que son calculadas mediante estimaciones de edades de otros flujos por Hausback (1988).

Las muestras que pertenecen a la Bahía de la Paz (24.3°N y 249.37°E) de edades del Mioceno temprano y medio, las rocas que están en la vecindad de San Juan de la Costa y en la vecindad de La Paz tiene una edad determinada por K-Ar entre 17 a 22 Ma (Hagstrum et al., 1987). Estas rocas son tefras de ceniza andesítica o flujos de lavas. Las unidades encontradas se hayan en depósitos delgados de diferentes erupciones volcánicas o periodos de depositación sedimentaria.

Las muestras que están distribuidas entre Tijuana y Ensenada, son principalmente basaltos andesíticos no cuentan con edades radiométricas, por lo que solo se podría asignar un intervalo de edad entre 14 y 8 Ma (Hagstrum et al., 1987).

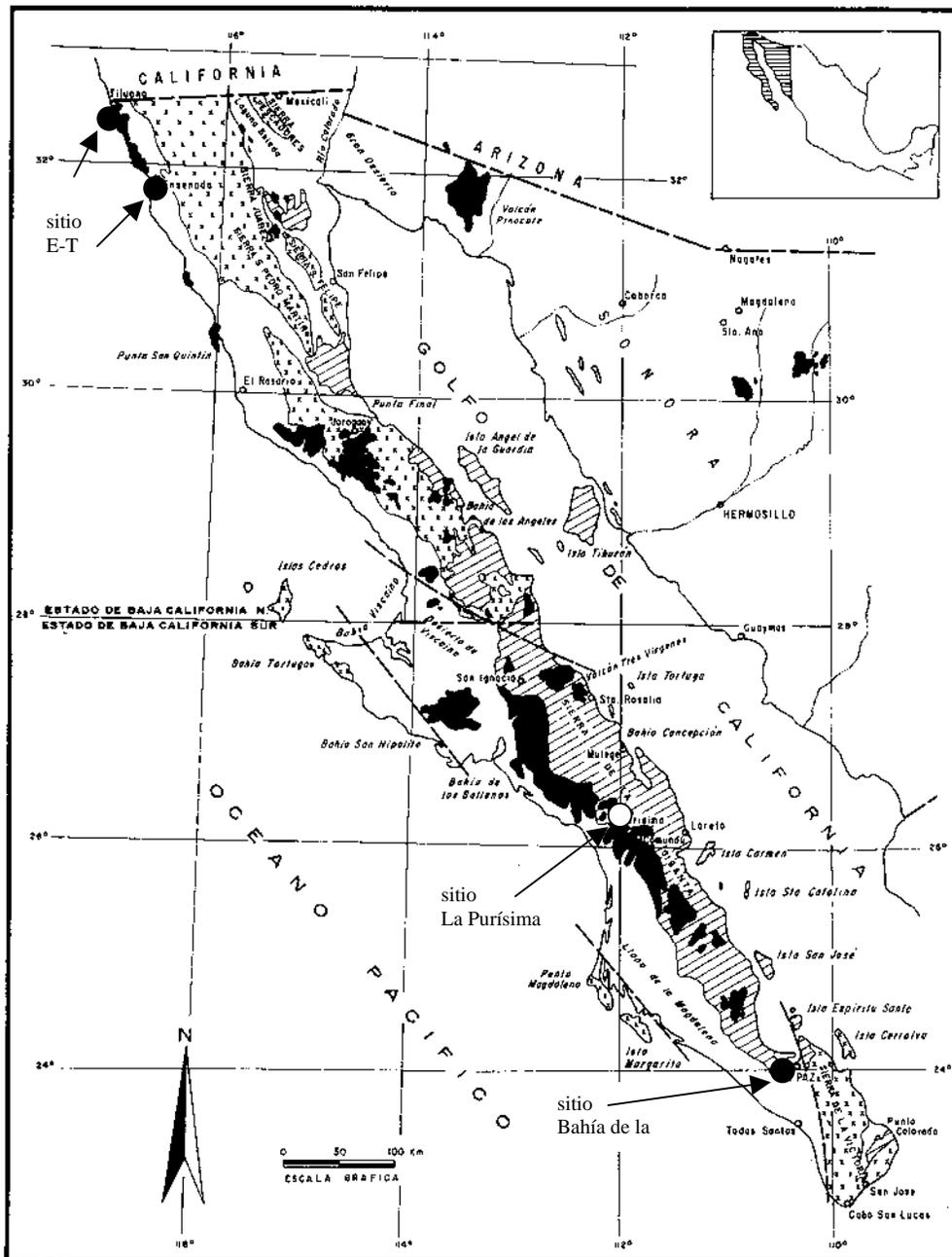


Figura 10. Mapa de Baja California en donde se indica los sitio que se muestreados (círculos), mapa tomado de Demant and Robin, (1975), las cruces representa cuerpos intrusivos con formaciones metamórficas asociadas, las zona con franjas son rocas de edad miocénica (formación Comodú) y la zona en negro son del volcanismo plio-cuaternario.

En total se obtuvieron 46 sitios, los cuales se distribuyeron de la siguiente manera: 21 flujos pertenecen al campo volcánico de La Purísima. 11 sitios están distribuidos en el área de la Bahía de la Paz y 14 restantes se ubican sobre la carretera entre Tijuana y Ensenada. La estrategia de muestreo fue basada en gran medida por los estudios publicados por Hagstrum et al., 1987 (figura 10).

Se muestrearon solamente los sitios en emplazamientos aparentemente no alterados. La mayoría de los sitios muestreados cuenta con las edades radiométricas obtenidas en diversos estudios de Hangstrum et al., (1987) y Pischke, (1979). En cada flujo las muestras estuvieron distribuidas tanto horizontal como verticalmente y se busco conseguir un mínimo de 8 muestras por sitio separados entre sí por un espacio de pocos metros. Esto no siempre fue posible debido a que algunos afloramientos eran muy pequeños.

2.3. Estudios paleomagnéticos previos

Algunos estudios paleomagnéticos de rocas cretácicas (Hagstrum et al., 1985; 1986) y rocas del Neógeno (Pischke, 1979; Pischke et al., 1979; 1986) han aportado información sobre la tectónica y estratigrafía magnética de Baja California.

Pischke (1979) y Pischke et al. (1979) estudiaron rocas volcánicas del Neógeno de Baja California Sur y concluyeron que la península estaba 10° más al sur que la posición actual para el Mioceno tardío, junto a América Central. También, estudios geológicos (Gastil et al., 1973; 1979; Hausback, 1984a) han correlacionado sedimentos, intrusivos y unidades volcánicas que existen en ambos lados del Golfo de California, sugiriendo que la península es una porción del oeste de México durante el Mioceno temprano y posiblemente no se ha

movido mucho desde el cretácico tardío. Usando anomalías magnéticas marinas en el Golfo de California, Larson (1972) demostró que Baja California coincide con el oeste de la parte continental de México durante el Mioceno y el cambio hacia el norte ha sido solo 2° en los últimos 4 Ma, considerablemente menos que la estimada por Pischken (1979), Oskin y Stock, 2003; Oskin, Stock y Martín-Barajas).

Se ha determinado un polo paleomagnético para el Mioceno temprano y medio, a $85,4^\circ\text{N}$, $71,2^\circ\text{E}$ ($\alpha_{95} = 6,2^\circ$) mediante mediciones de magnetización remanente en rocas volcánicas de Baja California Sur. Este polo no es significativamente diferente del polo paleomagnético de referencia del Terciario medio para el cratón Norteamericano ($87,4^\circ\text{N}$, $129,7^\circ\text{E}$, $\alpha_{95} = 3,0^\circ$); por consiguiente, probablemente desde el Mioceno no ha ocurrido ningún movimiento latitudinal hacia el norte, de Baja California con relación a Norteamérica, mayor que el de 2° que indican las anomalías magnéticas en la boca del Golfo de California. Estudios paleomagnéticos previos han demostrado que hay rocas del Mioceno o más antiguas, de la porción continental de México, que presentan una rotación significativa en sentido “opuesto de las manecillas del reloj”, con respecto a las direcciones paleomagnéticas del Mioceno tanto de Baja California como de la parte crátonica de Norteamérica. Parece probable que dicho movimiento de la parte continental de México ocurrió después de la iniciación de la ruptura, hace 12 Ma, del Golfo de California y que no afectó a la península de Baja California. El desgarramiento lateral derecho a lo largo de la península, asociado a la evolución del Golfo, puede haber causado una rotación localizada, del Plioceno al Reciente, en el sentido de las manecillas del reloj, de la Baja California Sur, con respecto a la porción continental de México (Hausback, 1988). Al final, mencionamos el estudio probablemente más serio de Hagstrum et al., (1987). En este trabajo se

determinaron las direcciones medias y polos paleomagnéticos a partir 64 polos geomagnéticos virtuales para rocas volcánicas del Mioceno de la Península de Baja California obteniendo la $Plat=86.1^{\circ}$ N, $Plong=142.6^{\circ}$ E, con $\alpha_{95} = 3.9^{\circ}$ lo cual es similar al polo de referencia del cratón de Norteamérica (87.4° N, 129.7° E, $\alpha_{95} = 3.0^{\circ}$). Esto es consistente con el de la península de Baja California teniendo adyacente al de México, en la posición del pre-Golfo de California para el Mioceno temprano, hacia la apertura del Plioceno del Golfo de California. Este resultado concuerda con la evidencia geológica y geofísica marina del Golfo de California y no apoya un gran periodo no dipolar del campo geomagnético en la región durante el Mioceno, o 10° de transportación hacia el norte de la península desde entonces, inferidos a partir de pequeños grupos de datos (Pischke, 1979) de trabajos previos (Oskin y Stock, 2003; Oskin et al., 1999).

Capítulo 3. Experimentos Magnéticos

3.1. Mineralogía Magnética

3.1.1. Susceptibilidad en función de la temperatura

Se seleccionó una muestra por sitio para analizar el comportamiento de la susceptibilidad magnética en función de la temperatura, con el fin de determinar los portadores de la remanencia y estimar la estabilidad térmica de las muestras. Todos los especímenes se calentaron hasta los 600°C con un gradiente de 10°C/ min, la misma razón de cambio se utilizó para el enfriamiento, todo el experimento se realizó al aire libre usando un equipo un medidor de susceptibilidad Bartington (MS-2). La temperatura de Curie fue determinada por el método de Prevot et al (1983).

La mayoría de las muestras presentan evidencia de una fase ferrimagnética simple con un punto de Curie compatible a las titanomagnetitas pobres en Ti (ver Figura 11a). Las curvas de calentamiento y enfriamiento son razonablemente reversibles, lo cual indica que la muestra tiene cierta estabilidad térmica. Algunos sitios manifiestan la presencia de dos fases ferrimagnéticas durante el calentamiento, un ejemplo se puede ver en la figura 11b, en los sitios que presentan este comportamiento el punto de Curie se encuentra entre 300 y 400°C para la primera fase, mientras que la segunda fase está alrededor de 570°C. La curva de enfriamiento que se observa en las muestras evidencian una única fase, con una temperatura de Curie compatible con la de la magnetita. Estas inestabilidades indican la presencia de titanomaghemita, que se transforma en magnetita en el calentamiento (Readman y O'Reilly, 1970; Ozdemir y Dunlop, 1989), el comportamiento que se observa en la muestras de la figura 11c, muestra una susceptibilidad muy débil, indicando una pobreza de material magnético.

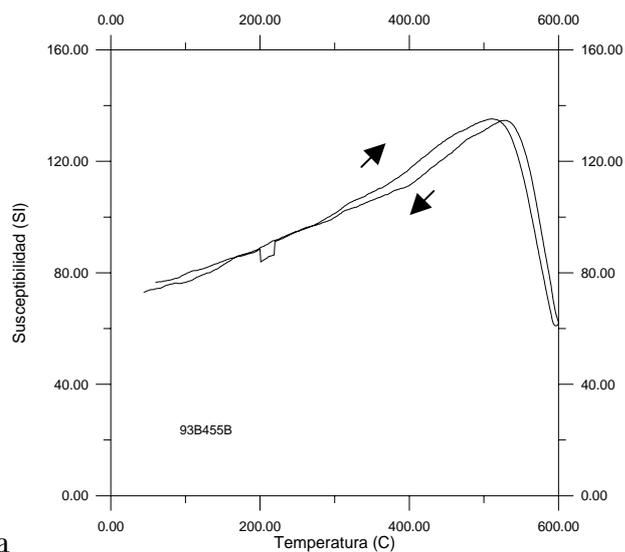


Figura 11a

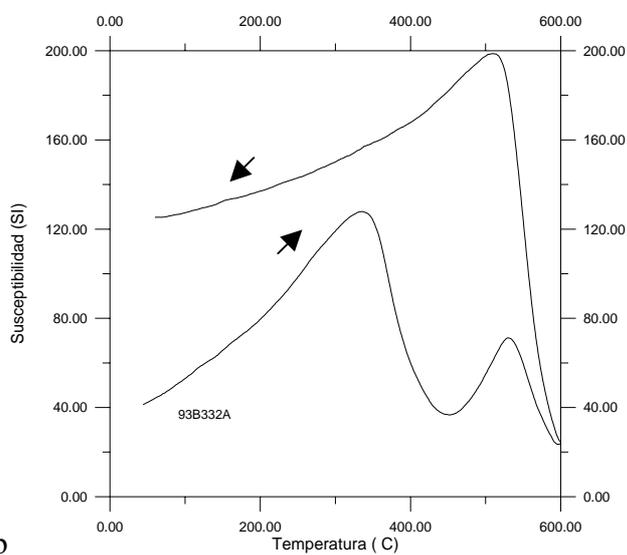


Figura 11b

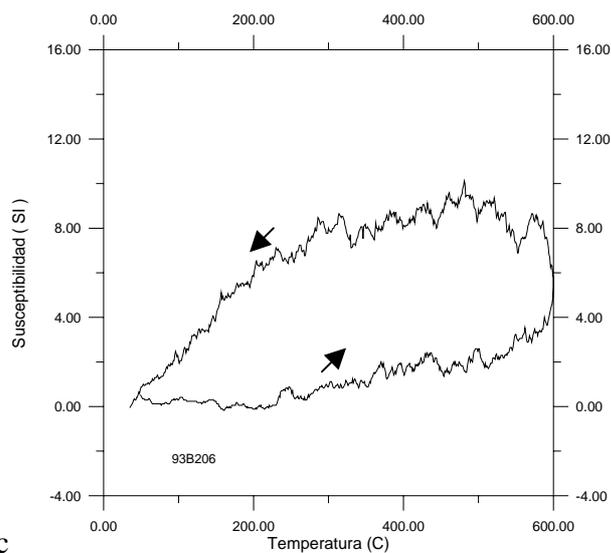


Figura 11c

Figura 11. Curvas de medición de la susceptibilidad magnética en función de la temperatura en aire registradas desde la temperatura ambiente hasta 600°C.

3.1.2. Histéresis Magnética

Las mediciones de histéresis, se realizaron a temperatura ambiente en un "Micromag" AGFM del laboratorio de Paleomagnetismo de la UNAM que alcanza campos hasta 1.2 Tesla. La saturación de magnetización remanente (J_{rs}), la saturación de magnetización (J_s) y la fuerza de coercitividad (H_c) fueron calculadas después de corregirlas por las contribuciones paramagnética y diamagnéticas. La coercitividad de remanencia (H_{cr}) fue determinada por la aplicación de un incremento progresivo del campo inverso después de la saturación (Figura 12).

Las curvas en su gran mayoría son simétricas (Figura 12a y 12b), y no presentan un comportamiento cerca del origen que se conoce como "cintura de avispa" (Tauxe et al., 1996). Esto refleja rangos de coercitividades muy restringidas. La única excepción es la muestra en la Figura 12c en donde observamos una curva bien definida de cintura de avispa cerca del origen. Es probable que tanto titanomagnetitas como titanohematitas co-existan en este sitio.

Una grafica del cociente de saturación de la remanencia a magnetización de saturación, (J_r/J_s), en función del cociente de la fuerza coercitiva de remanencia a la fuerza coercitiva ordinaria (H_{cr}/H_c), que propuso Day et al. (1977) y posteriormente desarrollado por Parry (1982) sirve como un método de discriminar estados de dominio minerales presentes (Dunlop, 2002).

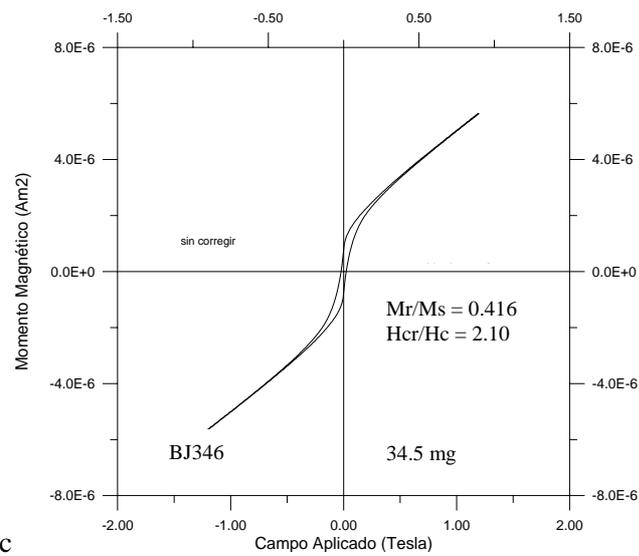
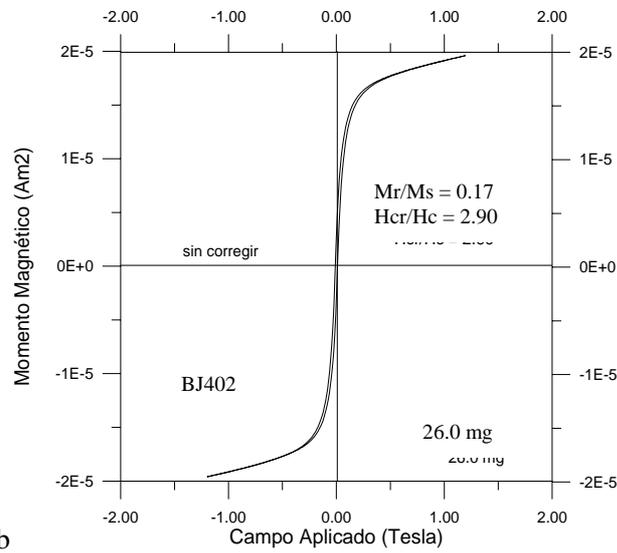
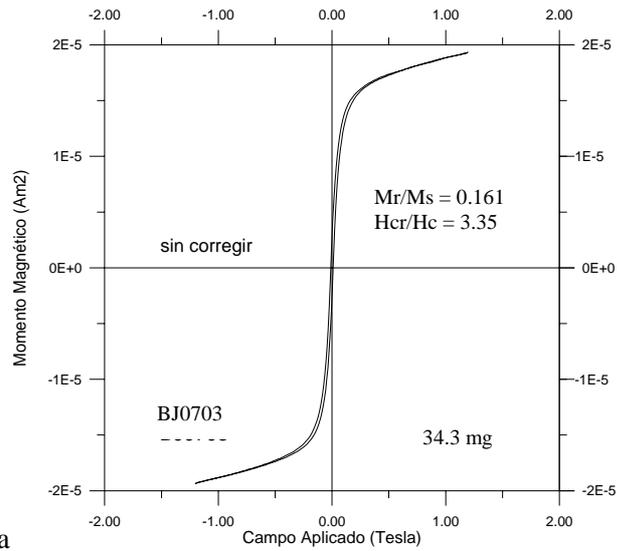


Figura 12. Ejemplos de ciclos de histéresis características, la curvas no están corregidas para las muestras representativas.

Estos parámetros magnéticos indican que la mayoría de las muestras caen en la región propuesta por Day (1977) y Donlup (2002), de pseudo-dominio-simple, PSD, un sitio (BJ36) cae en la región de los multi-dominios o super-paramagneticos SP, por otro lado hay dos sitios (BJ39, BJ40) que caen en la región de dominio-simple SD.

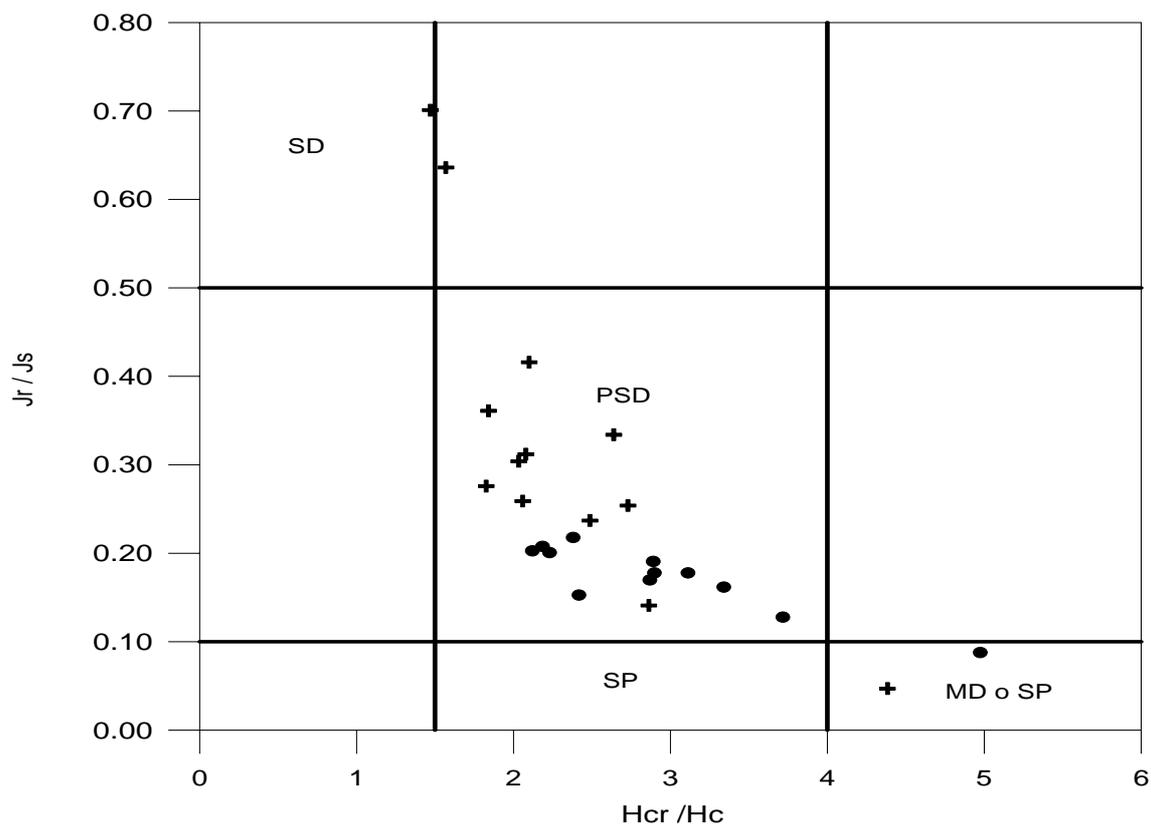


Figura 13. Diagrama de Day para los sitios de Baja California, tomando los valores límites para los dominios MD, SP, PSD, SD para los valores dados por Titano-magnetitas preparadas por Dunlop et al., (2002) y Day et al., (1977). Los círculos representa los parámetros magnéticos para Bahía de la Paz, las cruces representa los parámetros magnéticos de Tijuana-Ensenada.

3.2. Propiedades de la Remanencia y Paleodirecciones

3.2.1. Procedimiento Experimental

Las magnetizaciones remanentes naturales fueron medidas mediante el magnetómetro de giro JR5A (sensibilidad nominal $\sim 10^{-9}$ Am²) en el laboratorio de paleomagnetismo del Instituto de Geofísica UNAM. Se midieron la magnetización remanente natural (NRM) de todas las muestras. Posteriormente, cada muestra fue sometida a procesos de desmagnetizaciones progresivas para remover las magnetizaciones secundarias que en mayoría de los casos enmascaran a la dirección primaria.

Dos técnicas de desmagnetización son utilizadas para este proceso:

Desmagnetización térmica por etapas: las muestras son colocadas dentro de un horno "Schonstedt" el cual cuenta con un blindaje en el interior de manera que el campo magnético residual sea cerca de nulo, impidiendo así una remagnetización cuando las muestras son enfriadas hasta la temperatura ambiente. Se utilizaron siguientes pasos de temperatura: 100°, 150°, 200°, 250°, 300°, 350°, 400°, 500°, 530°, 545°, 555°, 575.

La desmagnetización por campos alternos: las muestras son depositadas en un desmagnetizador de campos alternos (AF) "Molspin", este contiene en el centro una bobina cubierta por un blindaje magnético, en la bobina se sitúa la muestra, en donde es súbitamente aplicado un campo magnético unidireccional alternado y decreciente a cero, la fuerza de desmagnetización actúa sobre la coercitividad de los minerales portadores de la dirección magnética, por lo que solo los minerales que estén por debajo de las coercitividades de los valores máximos del campo aplicado serán afectados. Esta operación es efectuada en cambios de tres direcciones. Los campos aplicados progresivos son generalmente: 5mT, 10mT, 15mT, 20mT, 25mT, 30mT, 40mT, 50mT, 60mT, 80mT y más valores superiores si es necesario (máximo 100mT). Para aquellas

muestras que contienen una coercitividad muy alta fueron seguidos por una desmagnetización térmica.

3.2.2. Paleodirecciones

Las dos técnicas de desmagnetización permitieron aislar de manera exitosa los componentes características (primarias) de la magnetización remanente natural. En la mayoría de los casos, se observa un largo segmento lineal sobre el diagrama de Zijdeveld que se aproxima al origen durante el proceso de desmagnetización por etapas (Figura 14a y b, muestras 93B378A y 93B464A). Los campos destructivos medios estuvieron en el rango de 30 a 40 mT, sugiriendo que los portadores de la magnetización remanente son granos dominio pseudo-sencillo (Dunlop y Ozdemir, 1997). Temperaturas de desbloqueo están principalmente distribuidas entre 500 y 550°C lo cual indicaría la presencia de las titanomagnetitas pobres en Ti. En algunos casos, se detectan componentes secundarias importantes (Figura 14c y d, muestras representativas 93B385B y 93B422B). Sin embargo, estas son removidas fácilmente con la aplicación de 250°C o 10 mT.

Para determinar la dirección característica de la magnetización, se usó el método de los mínimos cuadrados (Kirshvink, 1980), tomando entre 5 y 10 puntos para el análisis de la componente principal. Las direcciones fueron promediadas por sitio y se calcularon los parámetros estadísticos, asumiendo una distribución de Fisher (Tabla 1)

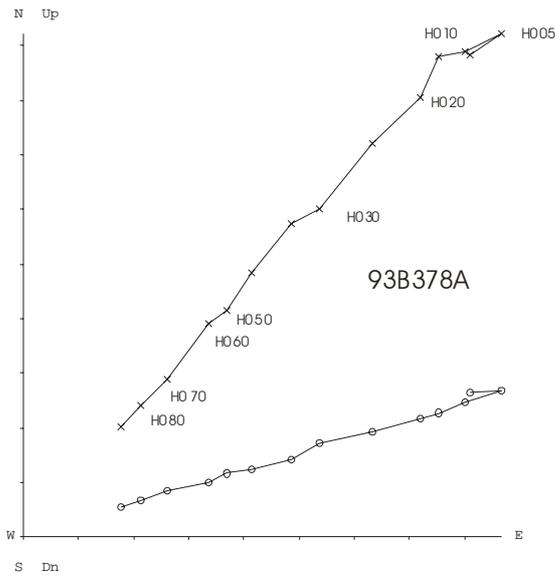


Figura 14a

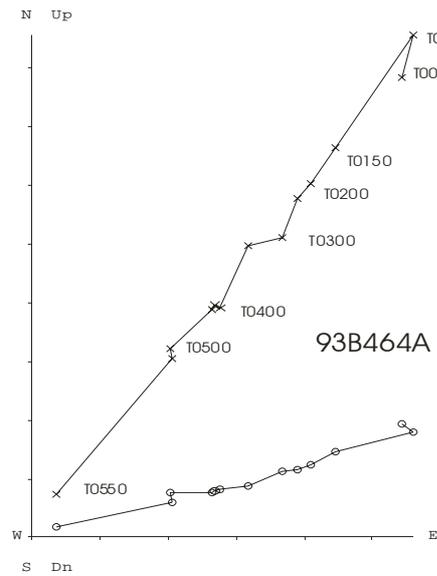


Figura 14b

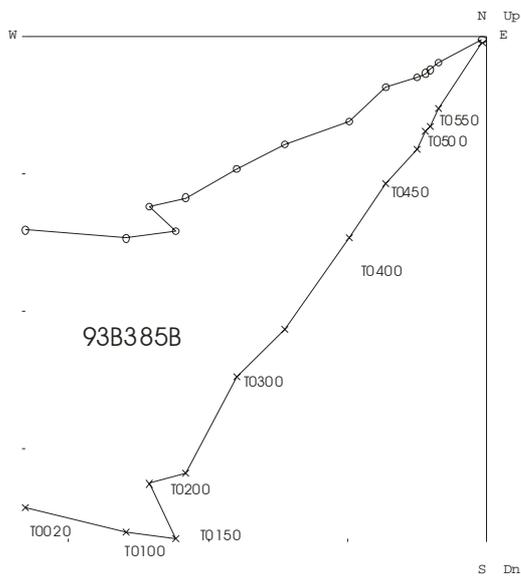


Figura 14c

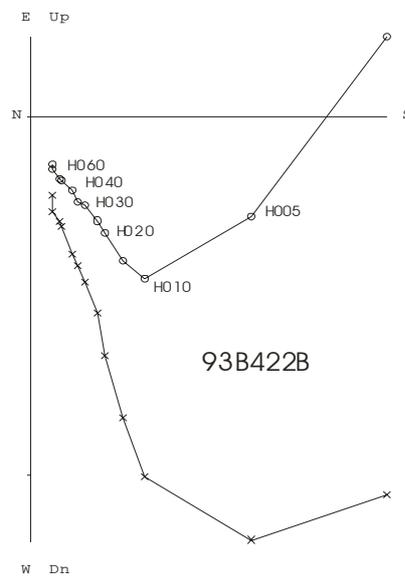


Figura 14d

Figura 14. Proyección ortogonal (diagrama de Zijderveld) de la desmagnetización mediante campos alternos o temperaturas para las muestras representativas. Se indica la magnitud del campo aplicado en mT o la temperatura en $^{\circ}\text{C}$. Los círculos corresponden a proyecciones en el plano horizontal y las cruces a proyecciones en el plano vertical.

	Sitio	latitud N	Longitud E	n	Dec	Inc	α_{95}	K	Pol.	Edad (Ma)
Bahía de la Paz	BJ01	24.37	249.30	8/9	358.5	38.36	4.7	142	N	18
	BJ02	24.35	249.34	8/8	19.38	25.36	8.8	40.8	N	
	BJ03	24.3	249.37	8/8	356.3	43.62	8	48.6	N	22
	BJ04	24.3	249.37	8/8	348.7	39.63	8.2	46.61	N	22
	BJ05	24.3	249.37	8/8	3.6	15.37	5.27	111.4	N	21
	BJ06	24.26	249.39	4/8	352.5	56.61	20.75	20.56	N	
	BJ07	24.26	249.39	7/8	338.8	26.42	9.47	41.44	N	
	BJ08	24.26	249.39	6/8	348.3	22.84	7.98	71.39	N	
	BJ09	24.26	249.39	8/8	339.1	22.22	5.53	101.3	N	
	BJ10	24.25	249.40	4/8	345.9	54.09	11.16	68.78	N	
	BJ11	24.18	249.70	8/8	178.4	-33.74	2.72	414.88	R	20
La Purísima	BJ12	26.08	247.90	9/9	342.2	47.3	4.8	123	N	
	BJ13	26.17	247.94	9/9	20.9	56.6	5	108	N	14
	BJ14	26.19	248.03	7/9	349.3	46.4	5	194	N	6-9
	BJ15	26.2	249.03	9/9	355.3	45.7	3.7	194	N	
	BJ16	26.27	248.00	10/10	351.4	47.1	2.7	339	N	
	BJ17	26.35	248.14	7/9	358.7	42.7	2.9	441	N	11
	BJ18	26.36	248.15	7/9	185.8	-41.8	4	230	R	14
	BJ19	26.36	248.15	6/8	356.6	53.2	11.5	43	N	8-14
	BJ20	26.36	248.15	6/8	357.1	53.7	2.3	838	N	
	BJ21	26.38	248.20	7/9	167	-23.5	2.7	535	R	
	BJ22	26.38	248.20	6/8	162.3	-31.9	3.8	316	R	
	BJ23	26.38	248.20	5/7	156	-30.6	5.7	181	R	
	BJ24	26.38	248.20	7/9	168.8	-41.9	4.8	168	R	
	BJ25	26.27	248.04	8/8	358.5	50.7	3.8	223	N	
	BJ26	26.27	248.06	9/9	343	57	1.7	954	N	
	BJ27	26.3	248.09	9/9	8.2	44.1	2.2	563	N	
BJ28	26.32	248.10	9/9	342.5	57.1	3.2	270	N		
BJ29	26.34	248.12	9/9	174.7	-3.4	3.2	266	R		
BJ30	26.36	248.15	7/9	357.3	46	1.9	1215	N	10.8	
BJ31	26.35	248.17	10/10	0.3	36.9	3.4	208	N		
BJ32	26.36	248.18	7/9	167.7	-46.1	4.8	159	R	11	
Tijuana-Ensenada	BJ33	31.92	243.28	7/9	182.9	-20.3	3.95	234.55	R	
	BJ34	31.92	243.28	5/8	185.4	8.66	5.97	165.123	R	
	BJ35	32.1	243.12	8/8	6.3	54.06	3.64	232.62	N	8-11
	BJ36	32.28	242.98	6/8	324	71.47	3.86	302.46	N?	
	BJ37	32.25	243.08	5/8	172.4	-48.67	4.92	242.45	R	
	BJ38	32.03	243.23	8/8	341.5	50.73	2.82	385.72	N	
	BJ39	31.86	243.33	8/8	333.9	48.12	3.09	322.13	N	
	BJ40	31.86	243.33	0/8	-	-	-	-	N.D.	
	BJ41	31.98	243.20	4/9	38.82	-44.8	19.39	23.48	R?	
	BJ42	31.98	243.20	6/9	357.69	49.16	7.63	78.07	N	
	BJ43	32.08	243.13	8/9	347.7	44.51	3.48	254.56	N	
	BJ44	32.18	243.10	10/10	190.43	-27.32	2.8	299.64	R	
	BJ45	32.31	242.97	9/9	178.57	-59.02	3.78	186.42	R	8-11
	BJ46	32.02	243.15	7/9	168.9	-48.81	6.63	83.79	R	

Tabla 1. Paleodirecciones de la magnetización remanente característica por sitio. N: número de especímenes tratados; n: número de especímenes utilizados para los cálculos; Dec – declinación magnética, Inc – inclinación magnética; k: parámetro de precisión; α_{95} : radio del 95% del cono de confianza de la estadística de Fisher; Pol: Polaridad Magnética, edades tomadas de Hangstrum et al. (1987), Pischke (1979) y McNaboe (1986).

3.3. Experimentos de Paleointensidad

3.3.1 Paleointensidad

En principio también es posible determinar la intensidad de campo magnético antiguo a causa de los mecanismos primarios por el cual las rocas se magnetizan (magnetización remanente detrítica, química y térmica).

La magnetización que adquiere las rocas bajo un campo se puede relacionar linealmente como:

$$M_{NRM} \propto B_{anc} = \alpha_{anc} B_{anc}$$

$$\text{y } M_{lab} \propto B_{lab} = \alpha_{lab} B_{lab}$$

M_{MRN} es la magnetización adquirida en el campo magnético terrestre (B_{anc}), M_{lab} es la magnetización que se adquiere en un campo de laboratorio conocido (B_{lab}), α_{anc} y α_{lab} son las constantes de proporcionalidad y son la misma, si se divide estas dos ecuaciones y reacomodando los términos, se tiene:

$$B_{anc} = \frac{M_{NRM}}{M_{anc}} B_{lab}$$

si la remanencia del laboratorio tiene la misma constante de proporcionalidad con respecto al campo aplicado como ocurre con el caso antiguo, las remanencias se relacionan linealmente al campo aplicado y la NRM es únicamente compuesto de una simple componente de un origen conocido, solo se mide la NRM que contiene la roca y la remanencia del laboratorio y se multiplica por el cociente por el campo del laboratorio y así se obtiene la intensidad del campo antiguo.

En la práctica, la paleointensidad no es tan simple. La remanencia adquirida es el laboratorio muchas veces no tienen la misma constante de proporcionalidad como la remanencia original (las muestras alteran la capacidad de adquirir remanencia por lo que los mecanismos dificultan la reproducción en un campo de laboratorio).

Asumir la linealidad entre la remanencia y el campo aplicado no es totalmente cierto. La remanencia natural muchas veces tiene componentes múltiples, por ejemplo, una remanencia de origen viscoso.

La remanencia térmica de partículas de dominios sencillo tienden a alinearse a la aplicación de un campo como el campo magnético bajo de la Tierra. La predicción de curvas TRM para orientar azarosamente la población de partículas de dominio sencillo con rangos de tamaño de 20 a 80 nm expresadas como la fracción de saturación (partículas de magnetita grandes son las que tienen más un estado de remanencia más complicado, el cual significa desviación de la linealidad con el campo aplicado).

La segunda suposición para determinar la paleointensidad absoluta es que la constante de laboratorio y la constante antigua son lineales y son la misma (es decir $\alpha_{lab} = \alpha_{anc}$), midiendo simplemente la NRM y dando TRM total a la muestra simplemente no se verificaría la suposición, las alteraciones de la muestra durante el calentamiento puede cambiar la capacidad de adquirir TRM dando como resultado errores para la validez de la medición.

3.3.2 Experimento de Thellier y Thellier

Con el fin de detectar y eliminar los datos que han sufrido alteraciones, Thellier y Thellier (1959), sugieren calentar la muestras en fases progresivas, reemplazando las NRM con pTRMs con la esperanza de establecer el cociente M_{NRM}/M_{lab} , antes de que se sufra la alteración. La llamada aproximación de Thellier y Thellier es particularmente fuerte ya que permite realizar verificaciones para las pTRM, esto se realiza repitiendo los pasos para ciertas temperaturas menores de la que se ha calentado, con ello se verifica la estabilidad de la muestra y habilidad para adquirir una pTRM.

El acercamiento paso a paso, confía en la suposición que la remanencia térmica parcial o pTRM adquiridas por enfriamiento entre dos pasos de temperatura, son

independientes de aquellos adquiridos entre cualquier otro paso de temperatura. Esta suposición se llama la ley de la dependencia de pTRM. La suposición también asume que la TRM total es la suma de todos los pTRM independientes, esta suposición es conocida como ley de la aditividad.

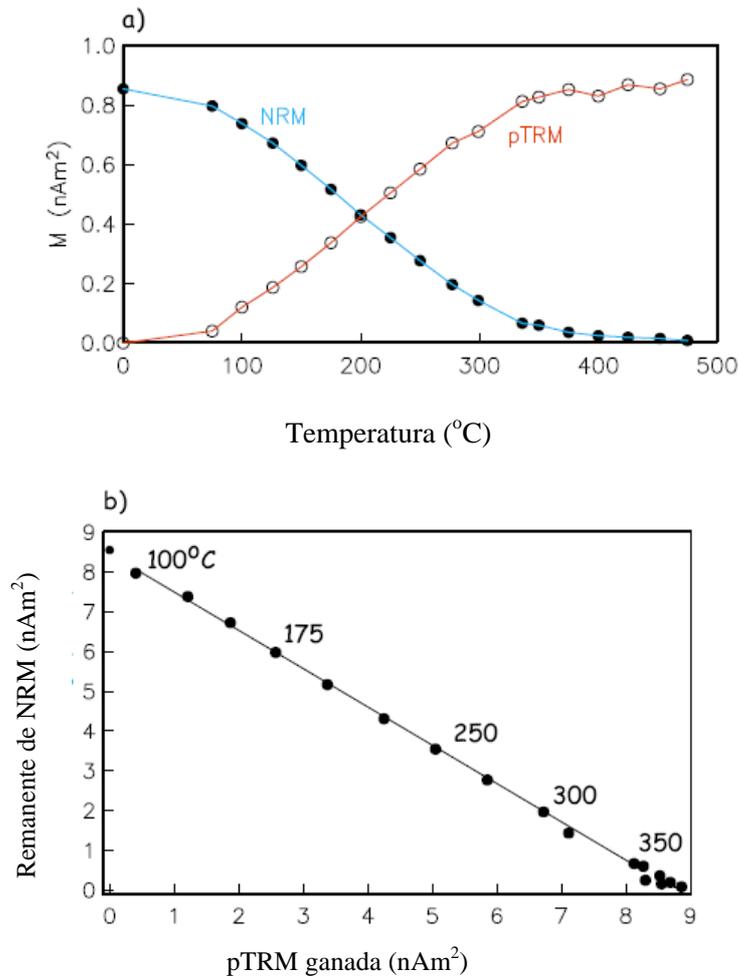


Figura 15. La ilustración del método de Thellier y Thellier para determinar la paleointensidad absoluta, a) desmagnetización térmica de NRM mostrado como círculos rellenos y la TRM adquirida en laboratorio mostrado como círculos abiertos y b) diagrama de componentes remanentes NRM contra pTRM adquiridas para cada paso de temperatura..

Hay varias posibilidades de reemplazar progresivamente la NRM con pTRM en el laboratorio. En el método original de Thellier y Thellier, las muestras son calentadas a alguna temperatura

T1 y enfriadas en un campo de laboratorio B_{lab} , después se mide la remanencia combinada (que es la que queda de la remanencia natural más la nueva pTRM del laboratorio) en tonces:

$$M_{primera} = M_{NRM} + M_{pTRM}$$

Las muestras son calentadas una segunda vez y enfriadas bajo un campo inverso (campo $-B_{lab}$).

La segunda remanencia es entonces:

$$M_{segunda} = M_{NRM} - M_{pTRM}$$

simplemente la diferencia vectorial permite la determinación de la NRM remanente de cada paso de temperatura y la pTRM ganada. Estos son usualmente graficados uno contra otro en el llamado diagrama de Arai-Nagata (Nagata et al., 1961).

3.3.3 Procedimientos del Método de Thellier modificado por Coe (1967) usado en este trabajo

En la variante propuesta por Coe (1967) los especímenes son calentados primeramente en un campo nulo y posteriormente en presencia de un campo artificial de laboratorio, en pasos con temperaturas cada vez mayores. El mal alineamiento de los especímenes deja ser crítico debido a la simetría axial del campo dentro del horno. Como se menciono anteriormente, las rocas volcánicas al formarse adquieren una TRM, la cual posee las características siguientes:

1. depende del intervalo de temperatura en el cual ocurre el enfriamiento
2. esta asociada unívocamente con dicho intervalo y,
3. es independiente del estado de magnetización fuera del intervalo en cuestión.

Las tres propiedades anteriores dan lugar a la ley de aditividad de las TRM parciales (TRMP), enunciadas por Thellier en 1938, y que puede expresar en términos matemáticos como sigue:

$$J(T_n, T_{n-1}) + \dots + J(T_2, T_1) = J(T_n, T_1)$$

$$\text{Con } T_m \leq T_1 < T_2 < \dots < T_{n-1} < T_n < T_c$$

En donde $J(T_i, T_{i-1})$ es la TRMP adquirida al enfriarse la roca desde la temperatura T_i a la temperatura T_{i-1} , mientras que T_m y T_c corresponden a la temperatura del medio ambiente y la temperatura de Curie, respectivamente (Coe, 1967).

Si en una roca la NRM es 100 % TRM original, y si el espectro de temperatura de bloqueo (T_b) de ésta no se altera con el calentamiento, la comparación de la NRM (J_N) contra TRM (J_A) producida artificialmente en el laboratorio por un campo F_{lab} determina la magnitud del campo antiguo F_{ant} en el lugar y tiempo de formación de la roca, de acuerdo a la expresión

$$\frac{J_N(T_1, T_2)}{J_A(T_1, T_2)} = \frac{F_{ant}}{F_{lab}}$$

Donde $J_N(T_1, T_2)$ y $J_A(T_1, T_2)$ son las componentes primarias de la NRM o de la TRM, con temperaturas de bloqueo entre T_1 y T_2 . F_{ant} y F_{lab} representan la intensidad del campo magnético antiguo y de laboratorio, respectivamente (Kono, 1978).

Sin embargo, en lugar de evaluar individualmente cada uno de los cocientes dados por las expresiones anteriores, es más común realizar la gráfica de la J_N restante contra J_A ganada en cada paso de doble calentamiento dando como resultado, en un caso ideal, una línea recta con pendiente negativa.

Esta técnica se usó en el presente estudio para determinar la paleointensidad geomagnética absoluta. Se hicieron los calentamientos y enfriamientos en vacío (superior a 10^{-2} mbar) y el campo del laboratorio colocada a 40 μ T. Diez pasos de temperatura eran distribuidos entre la temperatura ambiental del cuarto y 560°C. La reproducibilidad de temperatura entre dos pasos era en general superior que 2°. Se realizaron los chequeos de los pTRM/NRM después de cada segundo paso a lo largo de los experimentos (Figura 23).

Se aceptaron sólo determinaciones que satisficieron los siguientes tres requisitos: (1) obtención de por lo menos 6 puntos NRM-TRM correspondientes a una fracción

grande de NRM de 1/3 (tabla 2), (2) el factor de calidad productivo (Coe et al., 1978) es de aproximadamente 5 o más, y (3) con los chequeos positivos de pTRM. y las direcciones de NRM que permanece en cada paso obtenidas de los experimentos de paleointensidad son bastante estables y los puntos finales del vector magnético son razonablemente lineales con dirección al origen (Figura 23, muestra 93B931). Ninguna desviación significativa de la dirección remanente de NRM hacia la dirección del campo aplicado es observada.

Algunos sitios presentan mayor probabilidad que otros para obtener con éxito la paleointensidad, un criterio de selección se basa en el comportamiento y estabilidad que presentan las muestras en los experimentos de paleodirecciones y susceptibilidad magnética.

Sólo 42 muestras, provenientes de 10 flujos de lava individual, son aceptables para la estimación de la paleointensidad (Tabla 2). Para estas muestras las fracciones remanente (f) de NRM que se uso para la determinación tiene un rangos entre 0.31 a 0.84 y el factor de calidad q varia de 4.8 a 16.4 (generalmente más de 5). Los valores del paleointensidad obtenidos están bastante más coherentes en el nivel dentro del flujo que generalmente varía a través de 10-20% de cada media.

Un típico comportamiento “concavo superior” (Dunlop y Ozdemir, 1997) es detectado en algunos casos (Figura 23, muestra 93B101). Se observa una pérdida importante de NRM sin una adquisición de TRM notable pero con chequeos del pTRM positivos. Este fenómeno puede ser debido a las variaciones irreversibles de la fuerza coercitiva (Kosterov y Prévot, 1998) a temperatura baja y puede interpretarse como transformación de un solo-dominio de estado meta estable a multi-dominio el cual resulta en un gran NRM perdido sin una correlación de adquisición de TRM durante el

subsiguiente enfriamiento. En todo caso, estas muestras no son incluidas en los análisis subsiguientes.

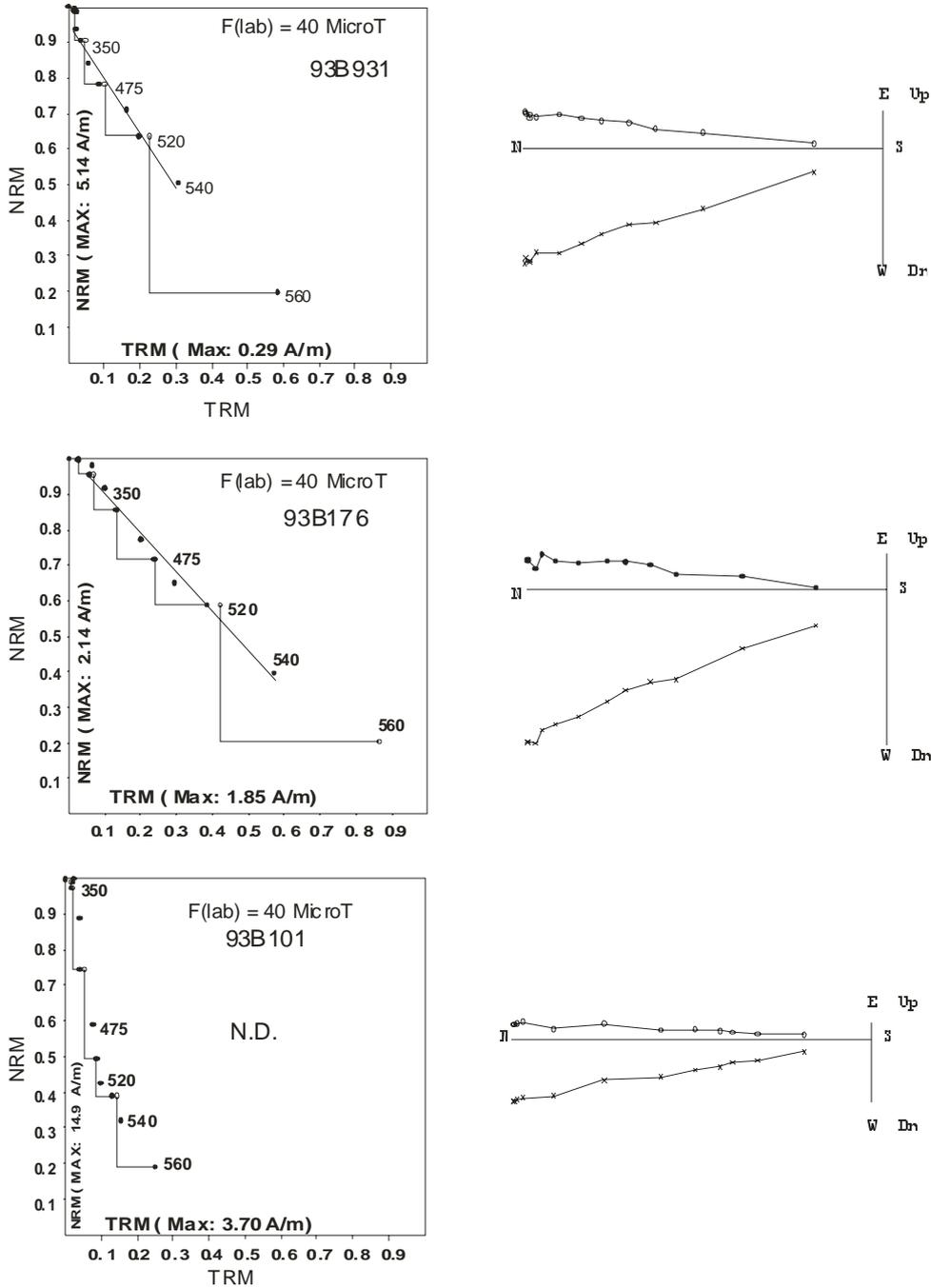


Figura 16. Ejemplos de las curvas de Arai-Nagata, NRM vs TRM para las muestras representativas. A la derecha se reportan los diagramas de Zijderveld asociadas (ver texto).

<i>Site</i>	<i>Edad (Ma)</i>	<i>Sample</i>	<i>n</i>	<i>T_{min}-T_{max}</i>	<i>f</i>	<i>g</i>	<i>q</i>	<i>F_E ± σ(F_E)</i>	<i>VDM</i>	<i>F_E ± s.d.</i>	<i>VDM_e</i>
BJ03	22	93B301	9	200-520	0.66	0.81	9.4	42.8 ± 2.3	9.4	37.8 ± 3.7	8.2 ± 0.8
		93B305	9	200-520	0.65	0.80	9.6	39.2 ± 1.9	8.6		
		93B306	8	250-520	0.56	0.78	6.5	37.1 ± 2.4	8.1		
		93B307	8	250-520	0.58	0.79	10.7	37.5 ± 1.7	8.2		
		93B308	7	300-520	0.42	0.80	5.5	32.5 ± 2.8	7.1		
BJ05	21	93B502	7	350-540	0.38	0.82	6.3	38.1 ± 1.8	9.6	42.0 ± 6.3	10.6 ± 1.7
		93B504	7	300-520	0.34	0.83	7.7	51.1 ± 1.9	11.3		
		93B505	9	200-520	0.41	0.86	16.4	37.1 ± 0.9	9.3		
		93B506	8	200-500	0.31	0.83	5.6.1	41.9 ± 1.2	10.5		
BJ11	20	93B111	6	350-520	0.48	0.77	10.7	43.6 ± 1.6	9.9	48.0 ± 9.9	10.9 ± 2.3
		93B112	7	300-520	0.53	0.80	7.2	53.4 ± 2.2	12.1		
		93B114	7	350-540	0.63	0.76	5.3	58.8 ± 4.6	13.3		
		93B115	9	200-520	0.54	0.86	5.6	36.3 ± 2.2	8.2		
BJ13	14	93B131	7	300-520	0.56	0.81	6.4	43.9 ± 3.3	7.8	48.3 ± 5.2	8.6 ± 0.9
		93B133	7	300-520	0.59	0.83	6.1	53.3 ± 3.8	9.5		
		93B134	7	250-500	0.35	0.79	7.6	42.4 ± 2.4	7.6		
		93B135	7	350-540	0.79	0.80	9.2	49.1 ± 2.6	8.8		
		93B136	8	300-540	0.72	0.81	9.5	55.3 ± 3.3	9.9		
		93B137	7	350-540	0.72	0.81	10.5	45.9 ± 2.7	8.2		
BJ17	11	93B172	7	400-560	0.84	0.81	9.1	58.3 ± 3.2	12.2	53.9 ± 8.5	11.3 ± 1.8
		93B173	7	400-560	0.83	0.75	4.8	62.3 ± 4.2	13.0		
		93B174	6	400-540	0.61	0.77	5.7	52.0 ± 4.3	10.9		
		93B176	8	300-540	0.56	0.82	8.9	42.8 ± 2.0	8.9		
BJ18	14	93B182	8	300-540	0.48	0.83	5.6	51.6 ± 4.3	10.9	44.8 ± 7.1	9.5 ± 1.5
		93B183	8	300-540	0.49	0.82	7.8	41.1 ± 2.0	8.7		
		93B185	7	300-520	0.36	0.81	4.8	52.5 ± 3.9	11.1		
		93B186	7	300-520	0.42	0.79	5.4	35.9 ± 3.1	7.6		
		93B187	7	300-520	0.39	0.82	6.6	42.8 ± 1.8	9.0		
BJ30	10.8	93B931	7	350-540	0.42	0.80	6.1	50.9 ± 4.4	10.3	57.2 ± 4.3	11.6 ± 0.9
		93B932	7	400-560	0.81	0.79	6.7	58.7 ± 4.3	11.9		
		93B935	7	400-560	0.79	0.79	5.9	58.1 ± 4.2	11.8		
		93B937	8	350-560	0.79	0.75	10.1	60.9 ± 3.4	12.3		
BJ32	11	93B322	7	400-560	0.72	0.80	6.5	33.8 ± 2.4	6.8	30.9 ± 2.6	6.3 ± 5.2
		93B323	7	400-560	0.75	0.77	7.9	28.8 ± 2.2	5.8		
		93B324	8	350-560	0.81	0.80	8.6	30.2 ± 2.0	6.1		
BJ35	8-11*	93B352	8	200-500	0.41	0.85	6.2	36.5 ± 2.0	6.7	37.0 ± 1.3	6.8 ± 0.3
		93B353	9	20-500	0.40	0.87	7.7	38.8 ± 1.8	7.2		
		93B354	9	20-500	0.41	0.88	7.0	35.8 ± 1.9	6.6		
		93B357	10	20-520	0.48	0.81	7.7	36.9 ± 1.8	6.8		
BJ45	8-11*	93B441	8	200-500	0.49	0.79	8.2	38.4 ± 1.8	9.1	39.7 ± 1.4	9.4 ± 0.3
		93B444	8	200-500	0.47	0.81	6.6	39.7 ± 2.0	9.4		
		493B445	9	200-520	0.51	0.83	8.7	41.1 ± 1.8	9.8		

Tabla 2. Paleointensidades absolutas seleccionadas de Baja California con los parámetros de Coe et al. (1978). Las edades están tomadas de Hangstrum et al. (1987), Pischke (1979) y McNaboe (1986).

Capítulo 4. Principales Resultados y Discusión

Consideramos que las direcciones paleomagnéticas características determinadas en este trabajo son de origen primario. Lo anterior está apoyado en la observación de polaridades normales e inversas. Las curvas termomagnéticas muestran que la remanencia es portada en la mayoría de los casos por titanomagnetitas pobres en Ti, como resultado de la oxidación de la titanomagnetita original rica en Ti (usualmente TM60) durante el enfriamiento de la lava. Es probable que esto indique un origen termoremanente de la magnetización primaria. Los análisis termomagnéticos también revelan que algunas pocas muestras parecen contener titanomaghemitas, por lo que es posible que porten una magnetización tipo química. Sin embargo, los estudios teóricos (Heider y Dunlop, 1987; Ozdemir y Dunlop, 1989; Nishitani y Kono, 1989) muestran que la remagnetización química debido a la maghemitización tiene la misma dirección que la magnetización termoremanente original. Por lo tanto, es improbable que las paleodirecciones hayan sido afectadas.

Las direcciones medias por sitio están determinadas en general con gran precisión. Para la mayoría de los sitios los α_{95} son menores de 12° excepto para los sitios BJ06 (Bahía de la Paz) y BJ39 (Tijuana-Ensenada) donde obtuvimos una alta dispersión. Cabe mencionar que estas determinaciones están basadas tan solo sobre 4 muestras por lo tanto serían menos confiables. Fue imposible determinar las direcciones medias para el único sitio (BJ40, localidad – carretera Tijuana-Ensenada) debido al comportamiento caótico de la magnetización remanente natural durante las desmagnetizaciones.

Para la localidad de la Bahía de la Paz, 10 de los 11 sitios estudiados muestran la polaridad normal (Figura 17). La dirección media para esta localidad es $\text{Inc}=34.9^\circ$, $\text{Dec}=353.8^\circ$, $a95=9.6^\circ$, $k=24$.

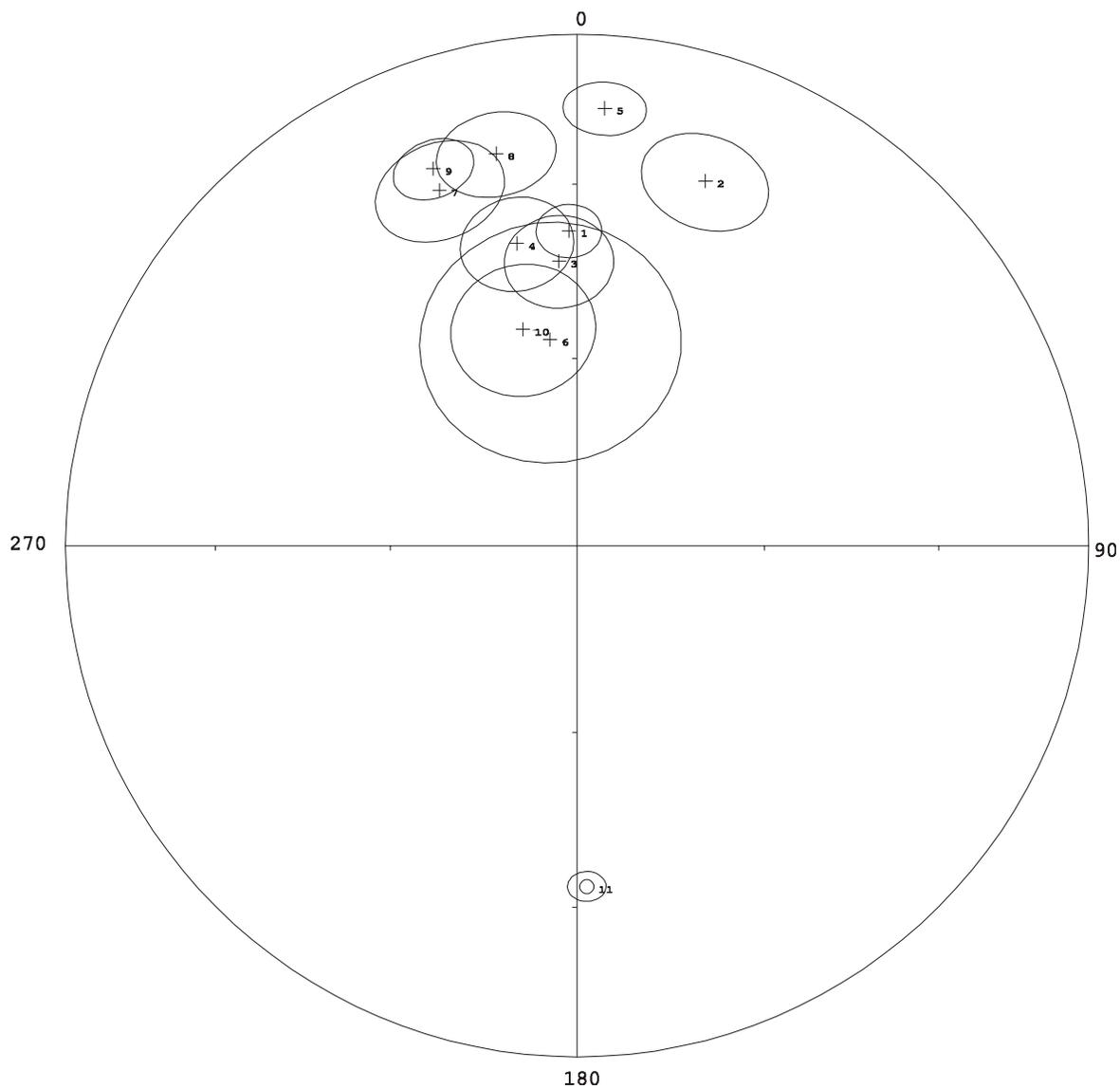


Figura 17. Proyección de iguales áreas de las paleodirecciones medias por sitio para la localidad de la Bahía de la Paz.

En la localidad de La Purísima (Figura 18) 14 de los 21 sitios están normalmente magnetizados mientras 7 restantes dan la polaridad invertida. Las paleodirecciones promedio para esta localidad son: $\text{Inc}=43.5^\circ$, $\text{Dec}=353.4^\circ$, $\text{a95}=6.1^\circ$, $\text{k}=30$.

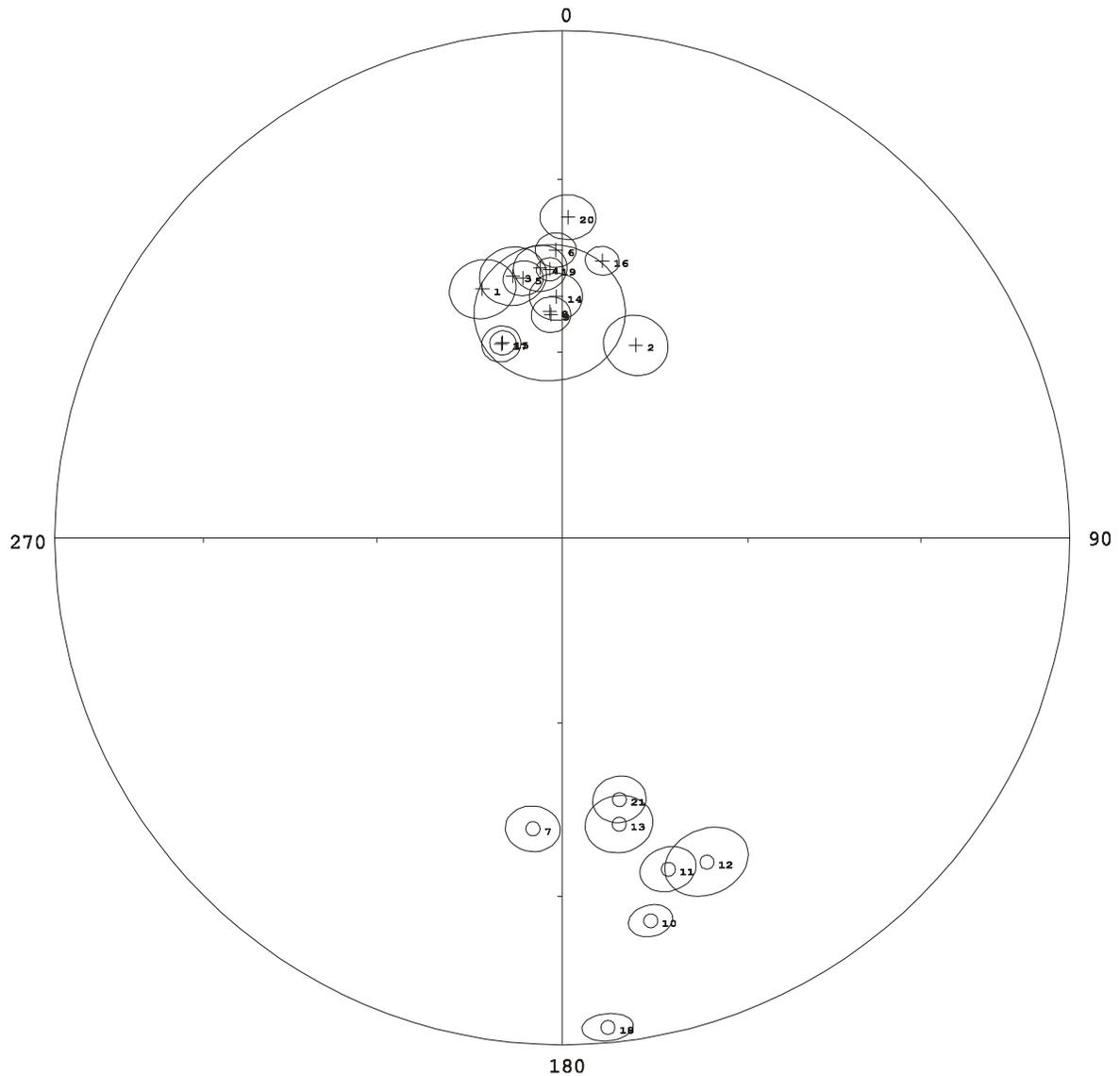


Figura 18. Proyección de iguales áreas de las paleodirecciones medias por sitio para la localidad de La Purísima.

Referente a los sitios distribuidos a lo largo de la carretera Tijuana-Ensenada tenemos los siguientes datos $Inc=45.6^\circ$, $Dec=358.5^\circ$, $a_{95}=10.6^\circ$, $k=16$. En este caso también tenemos la alternancia de las polaridades magnéticas con relativamente alta dispersión de las paleodirecciones medias (Figura 19).

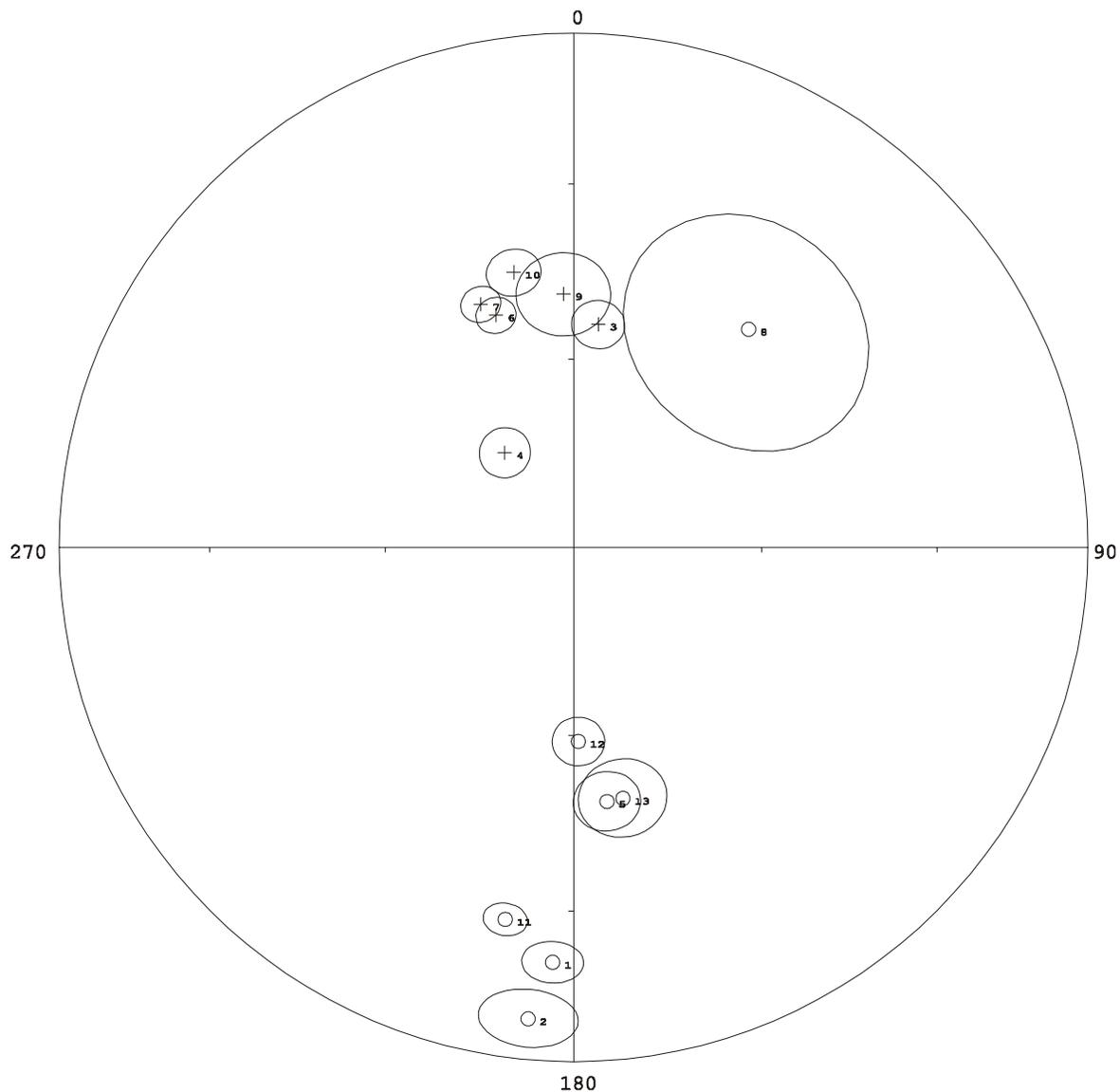


Figura 19. Proyección de iguales áreas de las paleodirecciones medias por sitio para la localidad de Tijuana-Ensenada.

La incorporación de todas las direcciones obtenidas en este estudio (Figura 20) arrojan los siguientes valores: $Inc=42.1^\circ$, $Dec=354.8^\circ$, $a95=4.6^\circ$, $k=23$. Estas direcciones son prácticamente indistinguibles de las paleodirecciones para el Mioceno, obtenidas a partir de los polos de referencia de la curva de deriva polar para el América del Norte (Besse y Courtillot, 2002). Estos resultados refuerzan la hipótesis de Hangstrum et al. (1987) de una posición de la península de Baja California del Mioceno adjunta a México prácticamente a la misma latitud.

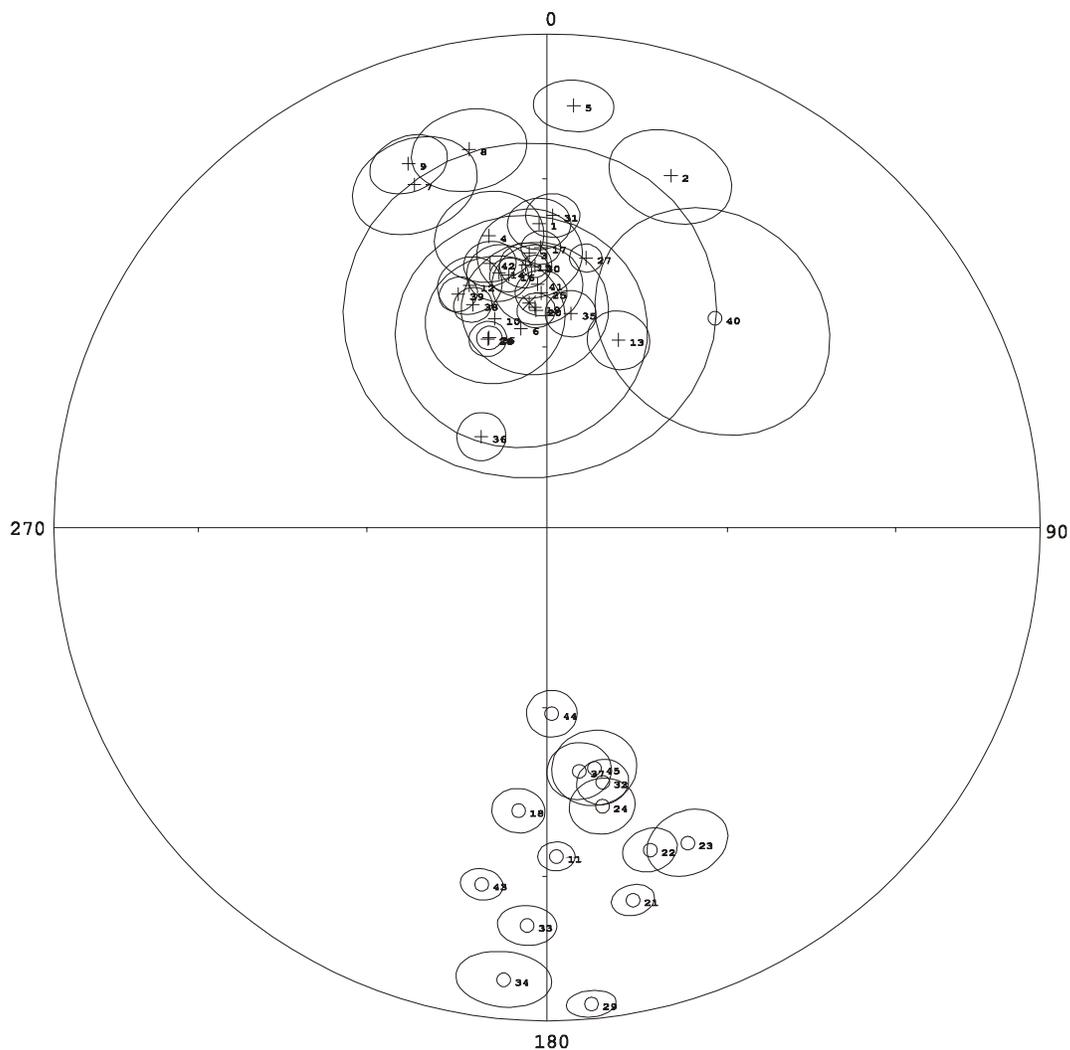


Figura 20. Proyección de iguales áreas de las paleodirecciones medias por sitio para todas las localidades estudiadas.

Una forma simple de estimar la variación paleosecular es calculando la desviación estándar angular (DEA) del polo geomagnético virtual para una localidad dada (McFadden et al., 1991). En este trabajo se usó la fórmula clásica $S_F^2 = S_T^2 - S_W^2/n$ para estimar la VPS, donde S_T es la dispersión angular total: $S_T = \left[(1/N - 1) \sum_{i=1}^N \delta_i^2 \right]^{1/2}$ (Cox, 1969), N es el número de sitios usados en el cálculo, δ_i la distancia angular del i-ésimo polo geomagnético virtual (PGV) al dipolo axial, S_W es la dispersión interna del sitio y n el número promedio de muestras por sitio. Usando los datos obtenidos, se encontró $S_F = 16.9$, con límite superior $S_U = 19.7$ y límite inferior $S_L = 14.7$. Por lo tanto, la dispersión del PGV es consistente (Figura 28) con el valor predicho por el modelo de la variación dependiente de la latitud de McFadden et al. (1988, 1991) para el Mioceno.

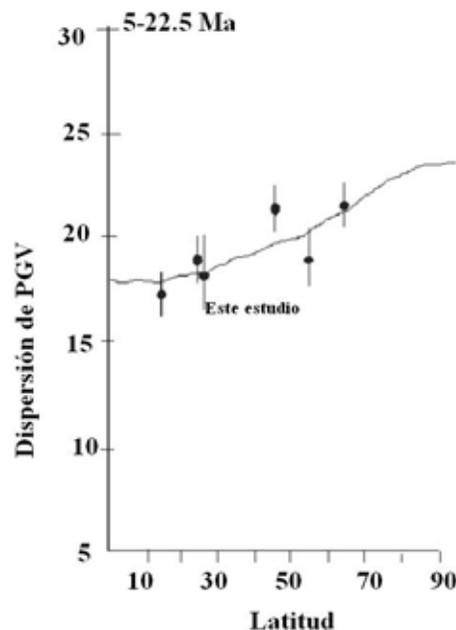


Figura 21. Variación paleosecular de las lavas entre 5 y 22.5 Ma según McFadden et al. (1988; 1991).

Los valores del paleointensidad medios por flujo obtenido en este estudio están en el rango de 30.9 ± 2.6 a 57.2 ± 4.3 μT y el correspondiente Momentos de Dipolar Virtual (VDMs) son del rango de 6.3 ± 0.5 a 11.6 ± 0.9 (10^{22} Am^2). Esto produce un valor medio de $9.3 \pm 1.8 \times 10^{22}$ Am^2 que es relativamente alto comparando con el momento dipolar geomagnético actual (7.8×10^{22} Am^2 según Barton et al., 1996). Este valor es también más elevado recientemente reportado para basaltos del Mioceno tardío del centro de México (Goguitchaichvili et al., 2000) y basaltos de la montaña Steens (Prevot et al., 1985). Las paleointensidades absolutas obtenidas en el Macizo Central de Francia (Riisager, 1999) y de basaltos oceánicos (Juarez et al., 1998) son significativamente bajos.

Los datos del paleointensidad fiables son relativamente abundantes para Plioceno y Pleistoceno (Figura 22) y todavía muy pocos datos están reportados para el Oligoceno y Mioceno. La figura muestra los datos seleccionados de paleointensidad que provienen de base de datos globales basandos en los siguientes criterios:

- 1) Obtenido con el método de Thellier y Thellier (1959) para el que los verificadores pTRM positivos atestan la ausencia de alteración durante los calentamientos.
- 2) Obtenido de por lo menos 4 puntos NRM-TRM correspondiendo a una fracción grande de NRM (magnetización remanente natural) aproximadamente 1/3 (Coe et al., 1978), el factor de calidad productivo q (Coe et al., 1978) es de aproximadamente 3 o más y las direcciones del punto extremo de NRM apuntan de cada paso de temperatura es estables y apunta linealmente al origen.
- 3) Los VDMs medios y VADM (momento dipolar axial virtual) basados en más de 9 determinaciones exitosas de por lo menos 3 unidades enfriadas.

campo magnético. Según los datos disponibles hasta ahora, puede especularse un aumento bastante progresivo del valor del momento dipolar promedio desde el Oligoceno al presente.

Recientemente, se analizaron tres modelos diferentes de la variación de paleointensidad a largo plazo (Heller et al., 2002; Figura 23).

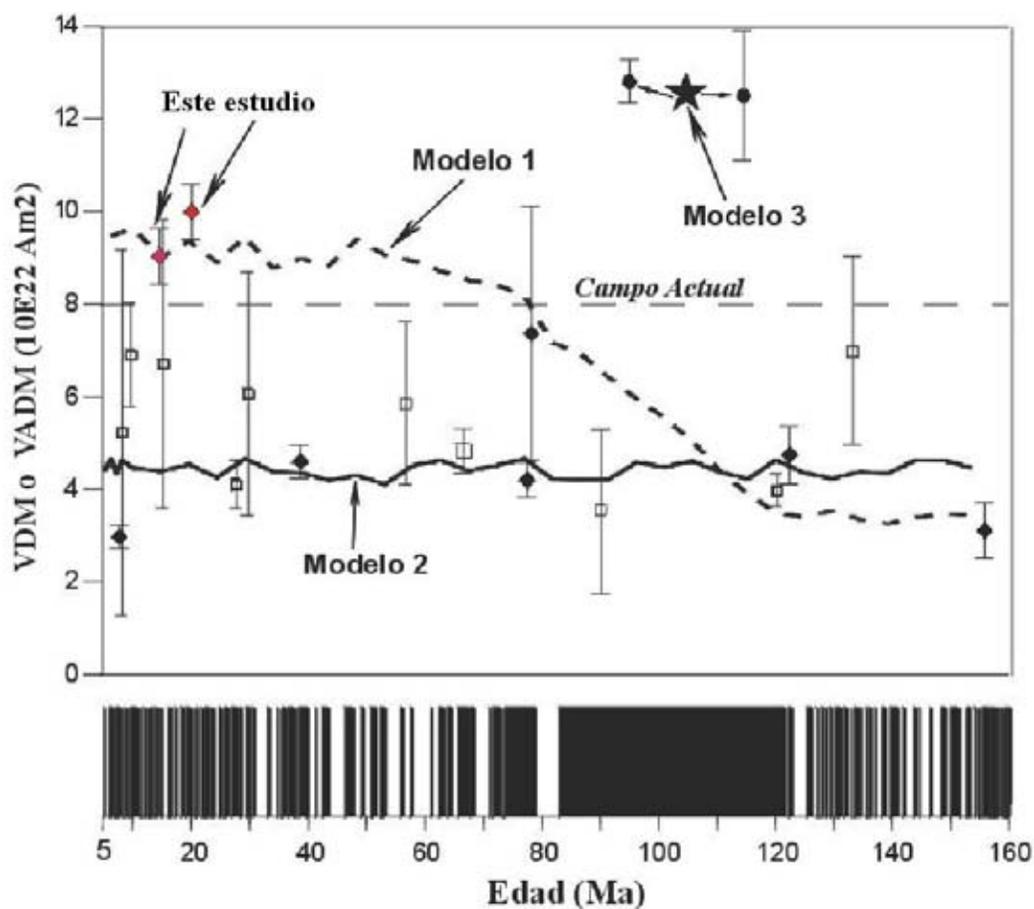


Figura 23. Evolución de los momentos dipolares virtuales en el intervalo de 160-5 Ma según los datos seleccionados según Tarduno et al. (2002) y Goguichaichvili et al. (2004).

El modelo 1 hace pensar en la paleointensidad baja durante todo el Mesozoico ('bajo dipolo del Mesozoico', según Prévot et al., 1990). Modelo 2 principalmente basado en datos de vidrios basálticos submarinos (Selkin y Tauxe, 2000), apoya la paleointensidad relativamente alta desde aproximadamente 0.3 Ma con la intensidad baja desde el CNS (Supercron normal Cretácico). En contraste, Tarduno et al. (2001; 2002) sugieren que la paleointensidad era más alta durante CNS (Modelo 3). La figura 23 muestra un resumen de datos seleccionados mundiales de paleointensidad confiables e incluye resultados recientemente obtenidos para basaltos de 67 Ma de México occidental (Goguichaichvili et al., 2003). Hay sólo 19 momentos promediados del dipolo entre 5 y 160 Ma que hacen de nuevo difícil derivar cualquier conclusión firme acerca de la variación a largo plazo de la magnitud del campo geomagnético. Nosotros notamos, sin embargo que estos datos experimentales, de alta calidad no parecen emparejar cualquiera tendencia propuesta ni despliegan ninguna variación sistemática. Los datos disponibles no indican ninguna simple relación clara previamente entre la magnitud del campo magnético de la Tierra y la razón de las inversiones como se sugirió. Los nuevos datos obtenidos en este estudio favorecen sin embargo al modelo 1 de Heller et al. (2002) sugiriendo el bajo momento dipolar durante el Mesozoico y restablecimiento paulatino de la intensidad de campo hasta valores actuales desde hace aproximadamente 70 Ma.

Conclusiones

Los sitios muestreados a lo largo de la península de Baja California presentan una componente primaria estable para los procesos de desmagnetización. De los experimentos de magnetismo de rocas realizados en las muestras, se observa que el principal portador magnético es la titanomagnetita pobre en Ti, con tipo de grano de dominio pseudo sencillo (PSD).

De las direcciones magnéticas por sitio, se observa que éstas presentan una dispersión muy grande, resultando en una dirección indistinguible con la dirección esperada para el polo del cratón de Norteamérica para el Mioceno.

Las rocas estudiadas fueron emplazadas cuando la península pertenecía al continente, en el diagrama de áreas iguales para las paleodirecciones no se ha observado rotaciones importantes, por lo que posiblemente la ruptura continental y la deriva de Baja California no se acompañó de rotaciones de bloques notables.

De las mediciones de paleointensidad se obtuvieron dos valores promedios de momentos virtuales dipolares (VDM), uno con edad de 18.2 Ma y $9.5 \pm 1.5 \text{ Am}^2$ y el segundo con edad de 11 Ma y $10.9 \pm 5.3 \cdot 10^{22} \text{ Am}^2$, que son valores un poco más altos que el valor medio actual. Dada la gran dispersión de los datos de paleointensidad aún no es posible realizar una estimación de la tendencia de la paleointensidad que va del Oligoceno al Mioceno y Plioceno.

Bibliografía

Ambatiello, A. y Soffel, H., 1996, Kerr microscopy of small synthetic Ti-rich titanomagnetite grains. *Geophys. Res. Lett.* 23, 20, p. 280.

Aranda-Gómez, J., Luhr, J.F., y Píer, J.G., 1992, A new type of maar volcano from the State of Durango-the El Jagüey-La Breña complex reinterpreted; a discussion, *Revista de Instituto de Geología, UNAM*, 9, 2, p 204-210.

Ashcroft, N. W. y Mermin, N. D., 1976, *Solid state physics*, Holt, Rinehart and Winston, New York, p. 826.

Atwater, T., y Stock, J., 1998, Pacific–North America plate tectonics of the Neogene southwestern United States: An update: *International Geology Review*, 40, p. 375–402.

Atwater, T., 1970, Implication of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of western North America. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 81, p. 3513-3536.

Atwater, T. y Menard, H. W., 1970, Magnetic lineations in the northeast pacific. *Earth Planet. Sci. Lett.* 7, p. 445-450.

Barton, C.E., Baldwin, R., Barraclough, D., Bushati, S., Chiappini, M., Cohen, Y., Coleman, R., Hulot, G., Kotze, V. Golovkov, V., Jackson, A., Langel, R., Lowes, F., McKnight, D., Macsmillan, S., Newitt, L., Peddie, N., Quinn, J., Sabaka, T., 1996, International geomagnetic reference field, 1995 revision, *Geophys.J. Int.*, 125, p. 318–321.

Batiza, R., Futa, K. y Hedge, C. E., 1979, Strontium isotope and trace element abundances in tholeiites from Isla Tortuga, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 43, p. 269-278.

Besse, J., y Courtillot, V., 2002, Apparent and true polar wander and the geometry of the geomagnetic field over the last 200 Myr, *J. Geophys. Res.*, 107, B11, p. 2300.

Besse, J., y Courtillot, V., 2003, Apparent and true polar wander and the geometry of the geomagnetic field over the past 200 Myr, *J. Geophys. Res.*, 108, B10, p.1029-2003.

Bigioggero, B., Chiesa, S., Zanchi, A., Montrasio, A. y Vezzoli, L., 1995, The Cerro Mancenares Volcanic Center, Baja California Sur: Source and tectonic control on postsubduction magmatism within the Gulf Rift, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 107, p. 1108-1122.

Biggin, A.J., y Thomas, D.N., 2003, Analysis of long-term variations in the geomagnetic poloidal field intensity and evaluation of their relationship with global geodynamics. *Geophys. J. Int.*, 152, p. 392-415.

Bol'shakov, A.S. y Shcherbakova, V. V., 1979, Thermomagnetic criterion for determining the domain structure of ferrimagnetics. *Izv. Earth Phys.*, 15, p. 111–117.

Brassart, J., Tric, E., Valet, J. P. y Herrero-Bervera, E., 1997, Absolute paleointensity between 60 and 400 ka from the Kohala Mountain (Hawaii). *Earth Planet. Sci. Lett.*, 148, p. 141–156.

Butler, R. F., 1992, *Paleomagnetism: Magnetic Domains to Geologic Terranes*. Blackwell, Boston, p. 319.

Butler, R. F., 1998, *PALEOMAGNETISM: Magnetic Domains to Geologic Terranes*, Electronic Edition.

Calmus, T., Poupeau, G., Defaux, J. y Labrin, E., 2000, Basin and Range and Gulf of California tectonics: Contribution of an apatite fission-track study, Calmus, T., Pérez-Segura, E. (eds.), *Cuarta Reunión Sobre la Geología del Noroeste de México: Universidad Nacional Autónoma de México, Instituto de Geología, Estación Regional del Noroeste y Universidad de Sonora, Departamento de Geología, Libro de Resúmenes, Publicaciones Ocasionales*, 2, p. 13–14.

Calmus, T., Aguillón-Robles, A., Maury, R.C., Bellon, H., Benoit, M., Cotten, J., Bourgois, J. y Michaud, F., 2003, Spatial and temporal evolution of basalts and magnesian andesites from Baja California, Mexico: the role of slab melts. *Lithos.*, 66, p. 77- 105.

Calvo, M., Prévot, M., Perrin, M., y Riisager, J., 2002, Investigating the reasons for the failure of paleointensity experiments: A study on historical lava flows from Mt. Etna (Italy). *Geophys. J. Int.*, 149, p. 44-63.

Carlut, J., y Quidelleur, X., 2000. Absolute paleointensities recorded during the Brunhes cron at La Guadeloupe Island, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 120, p. 255–269.

Carlut., J., Valet, J. P., Quidelleur, X., Courtillot, V., Kidane, T., Gallet, Y., y Gillot, P. Y., 1999, Paleointensity across the reunion event in Ethiopia, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 170, p. 17–34.

Coe, R. S., Hongre, L., y Glatzmaier, G. A., 2000, An examination of simulated geomagnetic reversals from a paleomagnetic perspective, *Philos. T. R. Soc. A* 358, p. 1141–1170.

Coe, R., 1967, Paleointensities of the Earth's magnetic field determined from tertiary and quaternary rocks. *J. Geophys. Res.*, 72, p. 3247–3262.

Coe, R., Gromme, S. y Mankinen, E. A., 1978, Geomagnetic paleointensities from radiocarbon-dated lava flows on Hawaii and the question of the Pacific nondipole low, *J. Geophys. Res.*, 83, p. 1740– 1756.

Collinson, D. W., 1965a. Depositional remanent magnetization in sediment, *J. Geophys. Res.*, 70, p. 4663-4668.

Collinson D. W., 1965b. Origin of remanent magnetization and initial susceptibility of certain Red Sandstone. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 9, p. 203-217.

Cox, A., 1969, Confident limits for the precision parameter k, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 18, p. 545-549.

Creer, K. M., 1958, Preliminary paleomagnetic measurement from South America. *Ann. Geophys.*, 15, p. 373-390.

Day, R. Fuller, M, y Schmidt , 1977, Hysteresis properties of titanomagnetite: Grain size and composition dependence, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 13, p 260-267.

Delgado-Argote, L.A. y García-Abdeslem, J., 1999, Shallow Miocene basaltic magma reservoirs in the Bahia de los Angeles basin, Baja California, Mexico: *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 88, p. 29-46.

Demant A. Robin C. Bobier C. y Córdoba-Méndez D. A., 1974, Major chemical characteristics of tertiary and quaternary volcanism in Baja California. Comparison with other volcanic provinces of Mexico. *Circum Pacific Energy and Mineral Resource Conference, Honolulu, Abstract*, p. 16.

Demant A., 1975, Caracteres químicos principales del volcanismo terciario y cuaternario de Baja California Sur. Relaciones con la evolución del margen continental pacífico de México. *Revista del Instituto de Geología. UNAM*, 75, p. 19-69..

Demant A. y Robin C. 1975, Las fases del vulcanismo en México; una síntesis en relación con la evolución geodinámica desde el cretácico. *Revista del Instituto de Geología, UNAM*, 75, p. 66-79.

Demant A., 1981, Interpretación geodinámica del vulcanismo del Eje Neovolcánico Transmexicano. *Revista del Instituto de Geología, UNAM*, 5, 2, p. 217-222.

DeMets, C., 1995, A reappraisal of seafloor spreading lineations in the Gulf of California: implications for the transfer of Baja California to the Pacific plate and estimates of Pacific–North America motion. *Geophys. Res. Lett.*, 22, p. 3545–3548.

Desonie, D.L., 1992, Geologic and geochemical reconnaissance of Isla San Esteban: post-subduction orogenic volcanism in the Gulf of California: *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 52, p. 123-140.

Dunlop, D., 1995. Magnetism in rock . *J. Geophys. Res.*, 100, p. 2161-2174.

Dunlop., 2002, Theory and applications of the Day plot (M_{ra}/M_r versus H_{cr}/H_c).1 Theoretical curves and test using titanomagnetite data, *J. Geophys. Res.*, 107, b3, p. 1029-2001.

Dunlop, D. J. y Hale, C. J., 1976, A determination of paleomagnetic field intensity using submarine basalts drilled near the Mid-Atlantic ridge. *J. Geophys. Res.*, 81, p. 4166-4174.

Dunlop, D.J. y Özdemir, Ö., 1997, *Rock Magnetism: Fundamentals and frontiers*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 573.

Eisberg R. y R. Resnick, R., 1979. *Física Cuántica – Átomos, moléculas, sólidos, núcleos y partículas*, Ed. Limusa, México, p. 713.

Escalona-Alcázar, F. J. y Delgado-Argote, L. A., 1999. Sedimentos marinos del Golfo de California y volcanismo Plioceno de las islas San Lorenzo y Las Ánimas. *GEOS* 19-4, p.316.

Evans T., Heller F., 2003, *Environmental Magnetism: Principles and Applications of Enviromagnetics*, Academic Press, Amsterdam; Boston, p. 382.

Ferrari, L., 1995, Miocene shearing along the northern boundary of the Jalisco block and the opening of the southern Gulf of California, *Geology*, 23, p. 751-754.

Fowler C.M.R., 2000, *The Solid Earth*. Cambridge University press, p. 472.

Gastil, R.G., Phillips, R.P., y Allison, E.C., 1975. Reconnaissance geology of the sate of Baja California. *Geol. Soc. Am. Mem.* 140, p 170.

Gastil, R.G., Morgan, J.R., y Krummenacher, D., 1978. Mesozoic history of Peninsular California and related areas east of the Gulf of California. *Mesozoic Paleogeography of the Western United States*, Edited by Howell, D.G. and McDougall, K.A.: Pacific Section Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Los Angeles California, U.S.A., p.107-116.

Gastil, R.G., Lemone, D.V., y. Steward, W.J., 1973, Permian fusulinids from near San Felipe, Baja California: American Assoc. Pet. Geol. Bull., 57, p.746-747; también publicado en, Bol. Soc. Geol. Mexicana, Tomo XXXVII, p.84-90.

Gastil, G., Krummenacher, D., y Minch, J., 1979, The record of Cenozoic volcanism around the Gulf of California. Geol. Soc. Am. Bull. 90, p. 839–857.

Glatzmaier, G. A., Coe, R. S., Hongre, L. y Roberts, P. H., 1999, The role of the Earth's mantle in controlling the frequency of geomagnetic reversals, Nature, 401, p. 885-890.

Guyodo, Y. y Valet, J. P., 1999, Integration of volcanic and sedimentary records of paleointensity: Constraints imposed by irregular eruption rates, Geophys. Res. Lett., 26, p. 3669-3672.

Goldstein. H., 1953. Classical Mechanics, Addison-Wesley, Cambridge, Mass., p.176-178.

Goguitchaichvili, A., Alva Valdivia, L., Morales, J. y Gonzalez, J., 2000, New Contributions to the Early Pliocene geomagnetic strength, Case study of Caucaus volcanic lava flows, Geofis. Int., 3, p. 277–284.

Goguitchaichvili, A., Alva-Valdivia, L., Urrutia-Fucugauchi, J., Zesati, C. y Caballero, C., 2001b, Paleomagnetic and paleointensity study of Oligocene volcanic rocks from Chihuahua (northern Mexico), Phys. Earth Planet. Inter., 124, p. 223-236.

Goguitchaichvili, A., Alva-Valdivia, L., Urrutia-Fucugauchi, J., Morales, J. y Ferrari, L., 2000b, Absolute Paleointensity results from the Trans Mexican Volcanic Belt: Implication for the Late Miocene Geomagnetic field strength, *Geophys. J. Inter.*, 143, p. 977-985.

Goguitchaichvili A., Camps, P. y Urrutia-Fucugauchi, J., 2001, On the features of the geodynamo following reversals and excursions: by absolute geomagnetic intensity data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 124, p. 81–93.

Goguitchaichvili, A., Morales, J., Cañon-Tapia, E. y R. Negrete R., 2003b, Geomagnetic field strength during Late Miocene: First absolute paleointensity results from Baja California, *J. Geophys. Res.*, 108, p. 1029-2002.

Goguitchaichvili, A., Prévot, M. y Camps, P., 1999a., No evidence for strong fields during the R3-N3 Icelandic geomagnetic reversals, *Earth. Planet. Sci. Letters*, 167, p. 15-34.

Goguitchaichvili, A., Chauvin, A., Roperch, P., Prévot, M., Vergara, M. y Moreno H., 2000, Paleomagnetism of the Miocene Farelones Formation in Chile. *Geoph. J. Int.*, 140, p. 357-374.

Goguitchaichvili, A., Alva-Valdivia, L., Rosas-Elguera, Urrutia-Fucugauchi, J., Sole J., 2004, Absolute geomagnetic paleointensity after the Cretaceous Normal Superchron y just prior to the Cretaceous-Tertiary transition, *J. Geophys. Res.*, 109, B01105, doi:10.1029/2003JB002477.

Hausback, B.P., 1988, Miocene paleomagnetism of Baja California Sur; Evidence concerning the structural development of western Mexico. *Geofis. Int.* 27, 4, p. 463–483.

Hausback, B.P., 1984a, Cenozoic volcanic and tectonic evolution of Baja California Sur, Mexico, *in* Frizzell, V. Jr., (ed.), *Geology of the Baja California Peninsula: Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Pacific Section*, 39, p. 219-236.

Hausback, B. P., 1984b, Cenozoic volcanic and tectonic evolution of Baja California Sur, Mexico (Tesis doctoral). University of California, Berkeley, p. 162.

Hagstrum J. T., Sawlan, M. G. Hausback, B.P., Smith, J.G. y Grommé, S., 1987, Miocene Paleomagnetism and tectonique Setting of the Baja California Peninsula, Mexico, *J. Geophys. Res.*, 92, B3, p. 2627-2639.

Hagstrum J. T., McWilliams, M., Howell, D. G. y Grommé, S., 1985, Mesozoic paleomagnetism and the northward translation of the Baja California Peninsula, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 96, p. 1077-1090.

Hall, H. E., 1978, *Física del estado sólido*, Limusa, p. 401.

Heider, F., y Dunlop, D. J., 1987, Two types of chemical remanent magnetization during oxidation of magnetite, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 46, p. 24-45.

Heller, R., Merrill, R. T. y McFadden, P.L., 2002, The variation of Earth's magnetic field with time, *Phys. Earth Planet. Inter.* 131, p. 237–249.

Henry, C. D., y Aranda-Gómez J., 1992, The real southern Basin and Range: Mid- to late Cenozoic extension in Mexico: *Geology*, 20, p. 701-704.

Herzig, T. C., 1990, Geochemistry of igneous rock from the Cerro Prieto geothermal field, northern Baja California, Mexico: *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 42, p. 261-271.

Juarez, M.T., Tauxe L., Gee J.S. y Pick T., 1998, The intensity of the Earth's magnetic field over the last 160 million years, *Nature* 394, p. 878-881.

Juarez, M.T., Tauxe, L., 2000. The intensity of the time-averaged geomagnetic field: the last 5 Myr. *Earth Planet. Sci. Lett.* 175, p. 169–180.

Kittel C., 1976, *Introduction to Solid State Physics*, 5th edition, Wiley, New York, p. 648.

Kittel, C., 1986, *Introduction to Solid State Physics*, John Wiley & Sons, Inc. Sixth Edition, p. 646.

Kirschvink J. L., 1980, The least-squares line and plane analysis of paleomagnetic data, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 62, p. 699-718.

Koenisberger, J. G., 1938, Natural residual magnetism of eruptive rocks, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 43, p. 299-320.

Kosterov A., y M. Prevot, 1998, Possible mechanism causing failure of Thellier paleointensity experiments in some basalts, *Geophys. J. Int.*, 134, p. 554–572.

Kono, M., 1978, Reliability of paleointensity methods using alternating field demagnetization and anhysteretic remanence, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 54, p. 241-261.

Kono, M. y Tanaka, H., 1984, Analysis of the Thellier's Methods of paleointensity determination 1: Estimation of statistical errors, *J. Geomag. Geoelectr.*, 36, p. 267-284.

Kono, M., 1987, Changes in TRM and ARM in a basalt due to laboratory heating. *Phys. Earth Planet. Inter.*, 46, p. 1-8.

Larson R., 1972, Bathymetry, magnetic anomalies and plate tectonic history of the mouth of the Gulf of California. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, 83, p. 3345-3360.

Ledesma-Vázquez J., y Johnson, M.E., 2001, Miocene-Pleistocene tectono-sedimentary evolution of Bahía Concepción Region, Baja California Sur (Mexico): *Sedimentary Geology*, 144, p. 83-96.

Levi S., 1977, The effect of magnetic particle size in paleointensity determinations of the geomagnetic field, *Phys. Earth Planet Inter.* 13, p. 245–259.

Lonsdale P., 1989. Geology and tectonic history of the Gulf of California. *In* Winterer E.L., Hussong D.M. and Decker R.W., eds., *The Eastern Pacific Ocean and Hawaii. The Geology of North America*, Geol. Soc. Am., N, p. 499-521.

Martín-Barajas, A., y Stock, J.M., 1993, Estratigrafía y petrología de la secuencia volcánica de Puertecitos, noreste de Baja California. Transición de un arco volcánico a rift. *Monografías de la Unión Geofísica Mexicana*, p. 66–89.

Martín-Barajas, A., Stock, J. M., Layer, P., Hausback, B., Renne, P., y López-Martínez, M., 1995, Arc-rift transition volcanism in the Puertecitos Volcanic Province, northeastern Baja California, Mexico. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 107, 4, p. 407–424.

Martín-Barajas, A., 2000, Volcanismo y extensión en la Provincia Extensional del Golfo de California: *Boletín de la Sociedad Geológica Mexicana*, LIII, p. 72–83.

Martín-Barajas A, Steckler, M. y Joann Stocks J., 2001, Ruptura de la litósfera continental en la región del Golfo de California y Salton Trough. Reporte del taller MARGINS de Puerto Vallarta, GEOS, Unión Geofísica Mexicana, 21, 1, p. 41-46.

McElhinny, M. W. y McFadden. P. L., 2000, *Paleomagnetism: Continents and Oceans*, Academic Press. U.S.A. p. 386.

McFadden P. L., Merrill, R. T., McElhinny, M. W. y Sunhee Lee, 1991, Reversals of the Earth's Magnetic Field and Temporal Variations of the Dynamo Families , *J. Geophys. Res.*, 96, p. 3923-3933.

McFadden P. L., y McElhinny, M. W., 1988, The combined analysis of remagnetization circles and direct observations in paleomagnetism, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 87, p.161-172.

Merriam R., 1972, Reconnaissance geologic map of the Sonora quadrangle northwest Sonora, Mexico. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 83, p. 3533-3536.

Merill, R. T., McElhinny, M. W. y McFadden, P. L., 1996, The magnetic field of the Earth, *Inter. Geophys series AP*, San Diego, p. 531.

McDowell, F.W., y Clabaugh, S.E., 1979, Ignimbrites of the Sierra Madre Occidental and their relation to the tectonic history of western Mexico, in Chapin, C.E., Elston, W.E. (eds.), *Ash-flow tuffs: Geological Society of America, Special Paper 180*, p. 113–124.

Mina F. 1957, Bosquejo geológico del Territorio Sur de la Baja California. *Bol. As. Mex. Geol. Petrol.*, 9, 3-4, p. 139-270.

Mora-Álvarez, G., y McDowell, F.W., 2000, Miocene volcanism during late subduction and early rifting in the Sierra Santa Úrsula of western Sonora, Mexico, (Eds) Delgado-Granados H., Aguirre-Diaz G. J. y Stock, J. M, *Geological Society of America, Special Paper 334: Cenozoic tectonics and volcanism of Mexico*, 334, 0, p. 123–141.

Nagata, T., 1943, The natural remanent magnetism of volcanic rock and its relation to geomagnetic phenomena, Bull. Earthquake. Res. Ins. Univ. Tokyo, 21, p. 1-196.

Nagata, T., 1953. Rock Magnetism, Maruzan, Tokyo, p. 225.

Nishitani, T., y Kono, M., 1989, Effects of low-temperature oxidation on the remanence properties of titanomagnetites, J. Geomag. Geoelec., 41, p. 19-38.

Oskin, M., Stock, J., 2003, Marine incursion synchronous with plate boundary localization in the Gulf of California, Geology, 31, p. 23-26.

Oskin, M., Stock, J., Martín-Barajas, A., 2001, Rapid localization of Pacific-North America plate motion in Gulf of California, Geology, 29, p. 459-462.

O'Reilly, W., 1984, Rock and Mineral Magnetism, Chapman y Hall, Londres, p. 220.

Özdemir, Ö., y Dunlop, D. J., 1989, Chemico-viscous remanent magnetization in Fe_3O_4 - $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$ system: Science, 243, p. 1043-1047.

Özdemir, Ö., y Dunlop, D. J., 1993, Chemical remanent magnetization during γFeOOH phase transformation, J. Geophys. Res., 98, p. 4191-4198.

Parry, L. G., 1982, Magnetizations of immobilized particle dispersion whit two distinct particle size, Phys. Earth Planet. Inter, 28, p. 230-241.

Paz-Moreno A. F., y Demant A., 1999, The Recent Isla San Luis volcanic centre: petrology of a rift-related volcanic suite in the northern Gulf of California, Mexico, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 93, p. 31–52.

Perrin M., Schnepf, E. y Shcherbakov, V., 1998, Paleointensity database updated, *EOS* 79, p. 198.

Perrin, M., y Shcherbakov, V. P., 1997, Paleointensity of the Earth magnetic field for the past 400 My: evidence for a dipole structure during the Mesozoic low, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, p. 601-614.

Pischke, G., Gastil G., y Marshall, M., 1986, Mesozoic paleomagnetism and northward transition of the Baja California Peninsula: Discussion. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 97, p. 1279.

Pischke G. M., Marshall M., y Gastil R. G, 1979, Miocene paléomagnetic study of the tectonic history of Baja California, Mexico. *Geol. Soc. Am. Abstr. Programs*, 11, p. 122.

Prévot M., Maininen, R.S., Grommé, S., y Lecaille, A., 1983, High paleointensity of the geomagnetic field from thermomagnetic studies on rift valley pillow basalts from the middle-Atlantic ridge, *J. Geophys. Res.* 88, p. 2316–2326.

Prévot M., Mankinen R.S, Coe R.S., y Grommé S., 1985, The Steens Mountain (Oregon) geomagnetic polarity transition, 2. Field intensity variations and discussion of reversal models, *J. Geophys. Res.* 90, p. 10417–10448.

Prévot, M., Derder, M. E., McWilliams M. y Thompson., J., 1990, Intensity of the Earth's magnetic field: evidence for a Mesozoic dipole low, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 97, p. 129-139.

Readman, P. W. y O'Reilly, W., 1970, The synthesis and inversion of nonstoichiometric titanomagnetites. *Phys. Earth Planet. Int.*, 4, p. 121-128.

Reitz, J. R., Milford, F. S. y Christy, R. W., 1986, *Fundamentos de la Teoría Electromagnética*, Addison-Wesley, Iberoamericana, p. 641.

Riisager, J., 1999, Variations en direction et en intensité du champ magnétique terrestre à la fin du Mésozoïque et au Cénozoïque. Tesis doctoral, Université Montpellier II, p. 167.

Roldán-Quintana, J., Mora-Klepeis, G., Calmus, T., Valencia-Moreno, M., y Lozano-Santacruz, R., 2004, El graben de Empalme, Sonora, México: magmatismo y tectónica extensional asociados a la ruptura inicial del Golfo de California, *Revista Mexicana de Ciencias Geológicas*, 21, 3, p. 320-334.

Rogers, G., Saunders, A. D., Terrel, D. J., Verma, S. P., y Marriner, G. F., 1985, Geochemistry of Holocene volcanic rocks associated with ridge subduction in Baja California, México: *Nature*, 315, p. 389–392.

Rosenberg, H. M., 1991, *El estado sólido*, Alianza Universitaria Textos, Madrid, p. 353.

Saunders, A. D., Fornari, D. J., y Morrison, M. A., 1982, The compositional and emplacement of basaltic magmas produced during the development of continental margin basin: the Gulf of California, Mexico. *Journal of the Geological Society London* 139, p. 335-346.

Saunders, A. D., Rogers, G., Marriner, G. F., Terrel, D. J., y Verma, S. P., 1987, Geochemistry of Cenozoic volcanic rocks, Baja California, México: Implication for the petrogenesis of postsubduction magmas: *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 32, p. 223–245.

Sawlan, M. G., 1981, Late Cenozoic volcanism in the Tres Virgenes area, in Ortlieb, L., and Roldan-Quintana, J., (eds.), *Geology of northwestern Mexico and southern Arizona: Geological Society of America, Cordilleran Section, Annual Meeting, Hermosillo, Sonora, Field guides and papers*, p. 309–319.

Sawlan, M.G., y Smith, J.G., 1984, Petrologic characteristics, age and tectonic setting of Neogene volcanic rocks in northern Baja California Sur, Mexico. *In: Frizzell, V.G. Ed., Geology of the Baja California Peninsula. Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, Pacific Section, annual meeting, San Diego, CA, April 18–21*, p. 237–251.

Selkin, P.A., y L. Tauxe, 2000, Long-term variations in palaeointensity, *Philos. T. Roy. Soc. A* 358, p. 1065–1088.

Shashkanov, V. A., y Metallova, V. V., 1972, Violation of Thellier's law for partial thermoremanet magnetization. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Phys. Solid Earth*, 8, p. 180-184.

Silver, L.T., Stehli, F.G., y Allen, C.R., 1963, Lower Cretaceous prebatholithic rocks of northern Baja California, Mexico. *Amer. Assoc. of Petrol. Geol. Bull.*, 47, p. 2054–2059.

Stock, J. M., y Hodges, K. V., 1989, Pre-Pliocene extension around the Gulf of California and the transfer of Baja California to the Pacific plate, *Tectonics*, 8, p. 99-115.

Stock, J.M., y Lee, J., 1994, Do microplates in subduction zones leave a geological record?, *Tectonics*, 13, 6, p. 1472–1487.

Tarling, D. H., 1983, *Palaeomagnetism, Principles and Applications in Geology, Geophysics and Archaeology*, Chapman y Hall, Londres, p. 379.

Tauxe. L, 2005, Lectures on Paleomagnetism: Curso ofrecido via Internet, <http://magician.ucsd.edu/sio247>.

Tauxe, L., Mullender, A., y Pick, T., 1996, Pot-bellies, wasp-waists an superparamagnetism in magnetic hysteresis, *J. Geophys. Res.*, 101, p. 571-583.

Tauxe, L. y H. Staudigel, 2004, Strength of the geomagnetic field in the Cretaceous Normal Superchron: New data from submarine basaltic glass of the Troodos Ophiolite, *Geochem. Geoph. Geosys.*, p 5-22.

Tarduno J. A., Cottrell R.D., y Smirnov A.V, 2001, High geomagnetic intensity during the Mid-Cretaceous from Thellier analyses of single plagioclase crystals, *Science* 291, p. 1779-1783.

Tarduno, J. A., Cottrell, R. D. y Smirnov, A. V., 2002, The Cretaceous superchron geodynamo: observations near the tangent cylinder, *PNAS*, 99, p. 14020-14025.

Tipler, P., 1976, *Fisica moderna*, Bilbao, Urmo, p. 533.

Thellier, E. y Thellier, O., 1959, Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique, *Ann. Géophys.* 15, p. 285–376.

Thompson, R. y Oldfield, F., 1986, *Environmental Magnetism*. Allen and Unwin, London, UK, p. 227.

Van der Voo, R., 1993, *Paleomagnetism of the Atlantic, Tethys and IAPETUS oceans*. Cambridge University Press, Cambridge, p. 411.

Van Zijl, J. S. V., Graham, K.W.T., y Hales, A. L., 1962a, The paleomagnetism of the Stormberg lava of South Africa I. Evidence for a genuine reversal of the earth's magnetic field in Triassic-Jurassic time. *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 7, p. 23-39.

Van Zijl, J. S. V., Graham, K.W.T., y Hales, A. L., 1962b, The paleomagnetism of the Stormberg lava of South Africa II. The behaviour of the magnetic field during a reversal. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 7, p. 169-182.

Wegener, A., 1929, *The Origin of Continents and Ocean*. Dutton, N. Y., fourth edition (primera edicion, 1915), p. 212.

Wilson, A. D., 1960, The microdetermination of ferrous iron in silicate minerals by a volumetric and a colorimetric methods. *Analyst*, 95, p. 823-827.

Wilson R., 1961, Paleomagnetism in Northern Ireland, part I: The thermal desmagnetization of natural magnetic moment in rock, *Geophys. J. R. Astro. Soc.*, 5, p. 45-58.

Worm H., Jackson M., Kelso P., y Benerjee S., 1988, Thermal desmagnetization of partial thermoremanent magnetization, *J. Geophys. Res.* 93, p. 12196-12204.

Zhu, R. X., Pan, Y. X. y Coe, R. S., 2000, Paleointensity studies of a lava succession from Jilin Province, northeastern China: Evidence for the Blake event, *J. Geophys. Res.*, 105, p. 8305-8317.

Zhu, R., Pan, Y., Shaw, J., Li, D. y Li, Q., 2001, Geomagnetic paleointensity just prior to the Cretaceous normal superchron, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 128, p. 207-222.

Zhu, R., K. Hoffman, Y. Pan, R. Shi y L., 2003, Daming, Evidence for weak geomagnetic intensity prior to the Cretaceous normal subchron, *Phys. Earth Planet. Int.*, 136, p. 187-199.